



CLAIRE: Premières Lumières d'une Lentille Gamma

Hubert H.H Halloin

► To cite this version:

Hubert H.H Halloin. CLAIRE: Premières Lumières d'une Lentille Gamma. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2003. Français. NNT : . tel-00342133

HAL Id: tel-00342133

<https://theses.hal.science/tel-00342133>

Submitted on 26 Nov 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III - PAUL SABATIER
U.F.R. P.C.A

en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III

Spécialité : Instrumentation Astrophysique

par

Hubert Halloin

CLAIRE : Premières lumières d'une lentille gamma

Soutenue le 18 décembre 2003 devant le jury composé de :

Gilbert	VEDRENNE	Professeur, U.P.S Toulouse	Président
Jordi	ISERN	Professeur, I.E.E.C Barcelone	Rapporteur
Jacques	PAUL	Ingénieur de Recherche, C.E.A Saclay	Rapporteur
Alain	DE LEFFE	Ingénieur, C.N.E.S Toulouse	Examineur
Bernard	HAMELIN	Ingénieur de Recherche, I.L.L Grenoble	Examineur
Gerry	SKINNER	Professeur, U.P.S Toulouse	Examineur
Peter	VON BALLMOOS	Professeur, U.P.S Toulouse	Directeur de thèse

Remerciements

Depuis le début de mon travail de recherche sur le projet CLAIRE, j'ai eu la chance de cotoyer des personnes d'une rare qualité professionnelle et surtout humaine. L'aboutissement de mes travaux leur doit beaucoup et je tiens à les remercier ici.

En premier lieu, j'adresse mille mercis à Peter, qui, tel Guillaume et sa pomme, visa juste en me proposant un sujet aussi intéressant et, surtout, me fit l'honneur de son amitié. Je me dois aussi de remercier bien d'autres acolytes rencontrés sur le projet CLAIRE : Gerry, dont la rigueur (scientifique!) toute britannique m'a bien souvent aidé à aiguïser mes arguments et ainsi renforcer mes analyses ; IIR[©], travailleur acharné (une pizza quatre fromages ou un kebab sauce blanche pour ce soir ?), colocataire de bureau et source inépuisable d'informations de toute nature ; Jürgen, autre stakhanoviste de la recherche et importation allemande de grosse cylindrée intellectuelle, dont les conseils se sont toujours avérés des plus pertinents. Concernant l'équipe CLAIRE au CESR, je m'en voudrais d'oublier de remercier Francis, ingénieur génial, dresseur de PM et autres chaînes de détection γ ainsi que Thierry, pour toute son aide en général et les réalisations mécaniques en particulier. D'autre part, le succès des vols stratosphériques n'aurait pas été au rendez-vous sans le professionnalisme et l'enthousiasme de toute l'équipe des nacelles pointées du CNES. Jean, André (Déédéédé...) et André, Alain et tous les autres ont démontré que rien n'est vraiment impossible lorsque la passion s'allie à la meilleure compétence technique. La réussite de l'expérience doit aussi beaucoup aux nombreux étudiants et stagiaires qui se sont succédés sur le projet : Stephan (alias M. Tastic), Raphaël, Guillaume, Fred (les 2), Cédric, Cyril, Pascale, Nicolas, ...

Mes remerciements vont aussi à mes ami(e)s d'ici et d'ailleurs, qui m'ont rappelé quand il le fallait qu'il y a autre chose dans la vie que la focalisation de Laue pour les rayons γ ... En vrac, et dans le désordre, merci donc à Benjamin (et hop, un triple axel!), Nathalie (représentante atypique de la perfide Albion), au grand Alexandre, Laurent, corrélativement proche de Laurence (alias QPO LMXB, Quasi Parfaite Oréade et Lady Mâtinée de Xénophilie Batave), Olivier(s) (A et G). Je n'oublie pas non plus Fabrice (autre ingénieur hérétique, rallié à la cause astrophysique), Marc (alias gourou L^AT_EX), Vincent (devenu intégriste fondamental après un stage sur CLAIRE) et enfin Carole (qui veille à ce que le ciel ne nous tombe pas sur la tête).

À toutes ces personnes qui m'ont accompagné pendant ces dernières années et à toutes celles que j'oublie, je n'aurai qu'un mot :

MERCI !

Résumé

À l'extrémité du spectre électromagnétique observé, l'astrophysique gamma étudie les traces des phénomènes les plus violents de notre univers. Grâce aux instruments toujours plus perfectionnés, la recherche dans cette branche de l'astronomie est entrée dans un âge d'or, où les résultats quantitatifs et prédictifs succèdent aux découvertes pionnières. Néanmoins, les techniques actuellement utilisées semblent avoir atteint leur limites avec la dernière génération de satellites d'observation. De nouveaux instruments gamma doivent donc être développés afin d'atteindre les résolutions angulaires et les sensibilités nécessaires à la confrontation des prédictions théoriques et des observations.

Afin de franchir cette nouvelle étape, la focalisation des rayonnements gamma offre une voie aujourd'hui prometteuse, bien que considérée pendant longtemps hors de portée de l'astrophysique. Le projet CLAIRE a justement pour objectif de démontrer la faisabilité d'une lentille γ pour l'astrophysique nucléaire, ainsi que de quantifier les performances d'un tel instrument et les comparer aux principes théoriques.

À partir des lois de la diffraction des rayons γ dans les cristaux, une lentille a donc été développée et mise au point au CERN. Déterminée par des contraintes mécaniques et observationnelles, la bande énergétique diffractée est large de quelques keV, centrée à 170 keV. La lentille elle-même est constituée d'environ 560 cristaux de germanium disposés sur 8 anneaux concentriques, dont le réglage en laboratoire a nécessité la mise en place de procédures et systèmes spécifiques. D'autre part, les mesures récoltées lors de ce réglage ont permis de déterminer différents paramètres cristallins, servant ensuite d'initialisation aux simulations numériques développées pour la lentille γ .

La validité du principe de lentille gamma a alors été testée par des mesures au sol ainsi que par une observation effectuée sur la nébuleuse du Crabe sous ballon stratosphérique. Les mesures sol, en laboratoire et avec une source à grande distance, ont permis de déterminer l'efficacité de diffraction de la lentille ainsi que sa réponse hors axe. Ces résultats, conformes aux simulations effectuées, valident les principes à la base de la lentille γ .

D'autre part, le 14 juin 2001, la nacelle CLAIRE a été lancée depuis la base du CNES à Gap (Hautes Alpes) et récupérée dans la région de Bergerac après environ 5^h30 de vol au plafond à une altitude de 41 km. Suite au traitement des données et à la sélection des événements de détection correspondant aux "bons" temps de pointage, le signal diffracté a pu être mis en évidence avec un niveau de confiance de 3σ , correspondant à une détection d'environ 33 photons pendant une observation effective d'1^h12. Les différentes expériences, tant au sol que pendant le vol stratosphérique, s'accordent sur une efficacité de $9^{\pm 1}\%$ à 170 keV. Conformes aux prédictions, ces résultats valident le concept de lentille γ pour l'astrophysique et ouvrent la voie au développement d'un instrument spatial.

Abstract

At the high energy boundary of the observed electromagnetic spectrum, γ -ray astrophysics provides a unique probe to study the most energetic phenomena in the Universe. Thanks to the constant progress in γ -rays instrumentation, this field of astronomy is entering a new era, where accurate results and following predictions succeed to the first, pioneer, discoveries. Nevertheless, current technologies seem to have reach their limits, especially with the last generation of space observatories. Thus, new γ -rays instruments have to be developed in order to reach the sensitivity and the angular resolution needed to compare theoretical predictions with observational data.

Although considered as impossible for a long time, γ -rays focusing appears now to be a promising way to overcome the actual issue. The CLAIRE project is dedicated to demonstrating the interest of a γ -ray lens for nuclear astrophysics, as well as measuring the performance of such an instrument and compare them to the theoretical predictions.

According to the laws of γ -rays diffraction in crystal, the first lens for nuclear astrophysics had been developed at the CESR. Due to mechanical and observational constraints, the energy bandwidth is a few keV broad and centered at 170 keV. The lens itself is made of about 560 germanium crystals, mounted on 8 concentric rings. The tuning of this lens in the laboratory required the development of specific system and procedures. Besides, the data collected during this tuning allowed the determination of various crystal characteristics, which were used for numerical simulations of the γ -ray lens.

Then, the gamma ray lens principle had also been tested by ground based measurements and by an observation of the Crab Nebula during a stratospheric flight. Ground based measurements, in the laboratory and with a source at a long distance, allowed the determination of the diffraction efficiency as well as the angular response. These results, in agreement with the numerical expectations, demonstrate the validity of the γ -ray lens principles.

Moreover, the CLAIRE gondola was launched on June 14th 2001, from the CNES launch base in Gap (French Alps). The experiment was recovered near Bergerac after about 5^h30 at float altitude (41 km). Data analysis and selection of events corresponding to the “good” pointing intervals lead to a 3σ detection of the diffracted signal, corresponding to about 33 collected photons during a effective observation time of 1^h12. The results of the various experiments, on the ground and during the stratospheric flight, agree for a diffraction efficiency of $9^{\pm 1}\%$ at 170 keV. In good agreement with the predictions, these results validate the concept of a γ -ray lens for nuclear astrophysics and are the first steps to the development of a space instrument.

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	iii
Abstract	v
Table des matières	vii
Table des figures	xiii
Liste des tableaux	xvii
1 Quelques mots sur l’astronomie gamma	1
1.1 Rayonnement gamma et astrophysique	1
1.1.1 Une brève histoire de l’astrophysique γ	2
1.1.2 Origine des raies γ	5
1.1.2.1 Les raies γ nucléaires	7
1.1.2.2 Raies cyclotron	10
1.1.2.3 Raie d’annihilation e^+e^-	10
1.2 Les instruments d’observation	11
1.2.1 Principes de détection	12
1.2.1.1 Les télescopes à modulation d’ouverture	14
1.2.1.2 Les télescopes Compton	16
1.2.2 Et ensuite?	17
1.2.2.1 Les techniques “classiques”	18
1.2.2.2 La focalisation?	19
2 La lentille gamma	23
2.1 Principes théoriques de la lentille	23
2.1.1 Rappels de cristallographie	23
2.1.1.1 Définition d’un cristal	23
2.1.1.2 Plans réticulaires d’un cristal	26
2.1.1.3 Le réseau réciproque	27
2.1.2 Diffraction des rayons X dans les cristaux	28
2.1.2.1 Diffusion des rayons X par un électron	28
2.1.2.2 Diffusion des rayons X par un atome	29

2.1.2.3	Diffusion des rayons X par une maille cristalline	32
2.1.2.4	Effet de l'agitation thermique dans les cristaux	33
2.1.2.5	Diffusion des rayons X par un cristal et relation de Bragg	35
2.1.2.6	Cas particuliers et applications numériques	36
2.1.2.7	Sphère d'Ewald	38
2.1.2.8	Intensité des faisceaux diffractés	40
2.1.2.9	Limitations du modèle, quelques mots sur la théorie dy- namique	44
2.1.2.10	Le modèle de Darwin	47
2.1.3	Diffraction par un cristal étendu	54
2.1.3.1	Source à l'infini, monochromatique	54
2.1.3.2	Source à l'infini, polychromatique	55
2.1.3.3	Source à distance finie, monochromatique	56
2.1.3.4	Source à distance finie, polychromatique	56
2.2	Réalisation d'une lentille gamma	57
2.2.1	Le principe	58
2.2.1.1	Choix de la géométrie et des matériaux	58
2.2.1.2	Calculs et dimensionnement d'une lentille γ	59
2.2.2	Optimisation des paramètres cristallins	61
2.2.3	Optimisation pour l'observation d'une raie fine	61
2.2.4	Optimisation pour l'observation d'un spectre continu	62
2.2.5	Mise en œuvre pratique	65
2.2.5.1	La fabrication des cristaux mosaïques	67
2.2.5.2	Le montage sur la lentille	68
2.3	Le réglage et les mesures au sol	68
2.3.1	La ligne de réglage au CESR	68
2.3.1.1	Principe et mise en œuvre	70
2.3.1.2	Alignements des éléments de réglage	73
2.3.2	Modélisation de la lentille gamma	77
2.3.2.1	Générateur de laboratoire	78
2.3.2.2	Les cristaux et la lentille γ	83
2.3.3	Analyse des données de réglage	85
2.3.3.1	Ajustement des paramètres cristallins	86
2.3.4	Résultats de simulation	91
2.3.5	Mesures avec une source radioactive	97
2.3.6	Mesures sur une ligne à grande distance	98
2.3.6.1	Méthode et précisions de pointage	99
2.3.6.2	Estimation du flux incident	101
2.3.6.3	Résultats pour un pointage parfait	102
2.3.6.4	Résultats pour différents pointages	104
3	Le projet CLAIRE	107
3.1	Description générale	107
3.1.1	Choix de la source	108
3.1.2	Les vols stratosphériques	111

3.1.3	Déroulement général d'un vol stratosphérique	113
3.2	Description de la Nacelle	115
3.2.1	La structure	115
3.2.2	Le système de pointage	118
3.3	La chaîne de détection	122
3.3.1	Le détecteur	122
3.3.1.1	La mosaïque germanium	123
3.3.1.2	Simulations	125
3.3.2	Le blindage	129
3.3.2.1	Le problème du bruit de fond	129
3.3.2.2	Blindage passif vs. blindage actif	133
3.3.3	Le système d'acquisition	137
3.3.3.1	L'électronique embarquée	137
3.3.3.2	Le format des données scientifiques	138
3.3.3.3	Les logiciels d'acquisition et de visualisation	140
3.4	Le vol 2000	140
3.4.1	Performances en vol	141
3.4.1.1	Systèmes validés	141
3.4.1.2	Systèmes modifiés	141
3.4.2	Analyse du bruit de fond	144
4	Analyse du vol 2001	147
4.1	Mise en forme des données	148
4.1.1	Recalages temporels	149
4.1.2	Calibrations énergétiques	151
4.1.3	Temps mort	155
4.2	Performances du pointage	160
4.2.1	Repères et paramétrisation de l'attitude de pointage	160
4.2.2	Calcul des observables	161
4.2.2.1	Rotation de champ	161
4.2.2.2	Angles de visée caméra grand champ	164
4.2.2.3	Correction du filtre solaire	166
4.2.3	Calculs astronomiques	168
4.2.3.1	Vérifications des calculs astronomiques	169
4.2.3.2	Comparaison avec les consignes de pointages	172
4.2.4	Performances absolues de pointage	175
4.2.4.1	Performances du pointage fin	175
4.2.4.2	Performances de pointage primaire	176
4.2.5	Stabilité de pointage	176
4.3	Analyse des évènements de la matrice germanium	181
4.3.1	Méthodes et outils de traitement	182
4.3.1.1	Méthodes d'estimation des paramètres spectraux	182
4.3.1.2	Programmes de traitement des données	187
4.3.2	Analyse du bruit de fond	187

4.3.2.1	Forme générale du bruit de fond et influence du blindage actif	188
4.3.2.2	Bruit de fond autour de 170 keV	190
4.3.3	À la recherche des photons du Crabe...	191
4.3.3.1	Simulation du vol CLAIRE 2001	193
4.3.3.2	Recherche d'un décalage du détecteur	194
4.3.3.3	Probabilité de détection et efficacité de diffraction	199
4.3.3.4	Remarque sur l'origine des décalages du détecteur	200
5	Conclusions et perspectives	203
5.1	L'astronomie γ commence à voir CLAIRE...	203
5.1.1	Résultats comparés des mesures au sol, du vol 2001 et des simulations	203
5.1.2	Points clés du projet CLAIRE	204
5.1.2.1	Mesures au sol	206
5.1.2.2	Systèmes de vol	208
5.1.2.3	Conclusion sur le projet CLAIRE	210
5.2	Développements futurs	210
5.2.1	Une observation scientifique sous ballon stratosphérique à 511 keV .	210
5.2.2	Le projet MAX	211
5.2.2.1	Les objectifs scientifiques	211
5.2.2.2	Le concept	212
5.2.2.3	Performances envisagées	215
	Conclusion	217
	Bibliographie	219
	A Petit guide pour CLAIRE	237
	B Informations système dans les trames scientifiques	249
	C Description des logiciels d'acquisition scientifique	253
C.1	Logiciel de télécommande	254
C.2	Contrôle de l'état du système ("housekeeping")	254
C.3	Stockage des données brutes	254
C.4	Programme de visualisation des données en vol	256
C.5	Améliorations possibles	256
	D Repères et calculs de restitution d'attitude	261
D.1	Repères et matrices de transfert	262
D.2	Calcul du pointage	263
	E Calcul des éphémérides de position	267
E.1	Données sources et définitions	268
E.2	Échelles de temps et systèmes de coordonnées	269
E.3	Calcul des coordonnées célestes	272

F	Fichiers de commandes et résultats de traitement des évènements	281
F.1	Sélection des évènements	282
F.2	Ajustement de paramètres	285
F.3	Compte rendu de traitement	288

Table des figures

1.1	Étendue du spectre électromagnétique	2
1.2	Couverture “temps-fréquence” des instruments γ	3
1.3	Les principaux instruments et découvertes de l’astrophysique γ	4
1.4	Carte COMPTEL de l’émission de l’ ^{26}Al à 1,8 MeV	9
1.5	Carte OSSE de l’intensité de la raie à 511 keV au centre galactique	11
1.6	Principe du télescope à masque codé	15
1.7	Principe du télescope Compton	16
1.8	Principe de la lentille γ	20
2.1	Mailles cubiques usuelles	25
2.2	Positions des atomes dans une maille diamant	26
2.3	Représentation tridimensionnelle d’une maille diamant.	26
2.4	Différents plans réticulaires pour une maille cubique	27
2.5	Coordonnées sphériques.	28
2.6	Schématisation de $\vec{Q} = \vec{k} - \vec{k}_0$	31
2.7	Évolution du facteur de Debye en fonction de la température	39
2.8	Sphère d’Ewald pour un rayon incident de 170 keV dans un cristal de germanium	40
2.9	Paramétrisation du calcul de l’intensité diffractée.	42
2.10	Géométries de diffraction pour un cristal	44
2.11	Variations relatives de la réflectivité intégrée en fonction de l’épaisseur	46
2.12	Schématisation d’un cristal mosaïque	48
2.13	Allure des courbes de diffraction d’un cristal mosaïque	52
2.14	Variation de la réflectivité intégrée en fonction de $\frac{\Delta\theta}{m/2}$ et α	53
2.15	Réflectivité intégrée (sans absorption) d’un cristal mosaïque	54
2.16	Diffraction par un cristal étendu	55
2.17	Schéma de principe d’une lentille γ	59
2.18	Évolution de la significativité pour l’observation d’un continu	66
2.19	Principe de la méthode Czochralsky	67
2.20	Dessin technique de la lentille	69
2.21	Montage des cristaux sur la lentille	69
2.22	Photographies de la lentille après montage des cristaux	70
2.23	Photographie de la ligne de réglage du CESR	71
2.24	Dessin des différents collimateurs et du système de pointage laser à l’avant du générateur X	72

2.25	Positions des différents éléments de la ligne de réglage au cours de la procédure d'alignement	75
2.26	Variation du flux reçu par le CZT pour la position n°4	76
2.27	Positions centrales du diaphragme tungstène pendant la rotation du CZT .	77
2.28	Barycentres de la source lumineuse pendant la rotation de la lunette centrale	78
2.29	Mesures et simulations du générateur X	80
2.30	Variation de la tension et de l'intensité ajustées en fonction de l'intensité réglée (tension réglée à 150 kV)	81
2.31	Variation de la tension et de l'intensité ajustées en fonction de la tension réglée (intensité réglée à 0,2 mA)	82
2.32	Spectres incidents au niveau de la lentille dans différentes configurations avec une intensité réglée de 0,2 mA et une tension de 150 kV.	83
2.33	Repérage d'un cristal et d'une source dans les axes lentille	84
2.34	Spectres de réglage ajustés	87
2.35	Paramètres cristallins ajustés pour les différents anneaux et boules	88
2.36	Dispersion des reflectivités intégrées par anneau	89
2.37	Réfectivité intégrée moyennée par anneau	90
2.38	Résultats de simulation pour un dépointage de 0, 1 et 2 arcminutes	92
2.39	Résultats de simulation pour un dépointage de 3, 4 et 5 arcminutes	93
2.40	Variation de l'énergie diffractée en fonction de la position sur le plan focal	94
2.41	Distribution radiale du flux, intégrée dans [165-175] keV sur le plan de détection pour différents dépointages	96
2.42	Principe de la mesure à partir d'une source de ^{57}Co	97
2.43	Schéma de la ligne à grande distance	100
2.44	Mesures du flux incident sur la ligne à grande distance	102
2.45	Spectre pour un pointage parfait à grande distance	103
2.46	Spectres mesurés et simulés (avec un offset de 30 secondes d'arc) pour différents pointages sur la ligne à grande distance	105
3.1	Positions relatives du Crabe et du Soleil autour du 15 Juin 2001.	112
3.2	Transmission atmosphérique en fonction de l'élévation de pointage et de l'altitude d'observation.	113
3.3	Volume et masses d'un ballon stratosphérique	114
3.4	Évolution de la transmission atmosphérique et de l'élévation de pointage pour un suivi du Crabe le 14 juin 2001	115
3.5	Schéma d'un BSO avec la chaîne de vol et la nacelle	116
3.6	Profil d'un vol de ballon stratosphérique ouvert	117
3.7	Structure de la nacelle CLAIRE et schéma cinématique équivalent	119
3.8	Principe d'asservissement de pointage de la nacelle	121
3.9	Éléments de pointage sur la plate-forme supérieure	122
3.10	Mosaïque germanium avant montage dans le cryostat	123
3.11	Vues de la matrice de détections	124
3.12	Photographie de l'ensemble cryostat+détecteur.	125
3.13	Simulation de l'efficacité de détection pour les évènements simples (énergie reconstituée entre 160 et 170 keV).	127

3.14	Simulation de l'efficacité de détection pour les événements doubles (énergie reconstituée entre 160 et 170 keV).	128
3.15	Interactions responsables du bruit de fond continu	130
3.16	Spectres comparés de HEXAGONE et HIREGS	132
3.17	Libre parcours moyen en fonction du numéro atomique	134
3.18	Collimateur passif utilisé pour le vol CLAIRE 2000	135
3.19	Collimateur actif utilisé pour le vol CLAIRE 2001	136
3.20	Photographies de l'électronique d'acquisition embarquée	138
3.21	Structure des trames de la télémétrie scientifique	139
3.22	Trajectoire de la nacelle CLAIRE lors du vol 2000	140
3.23	Spectres enregistrés au plafond pendant le vol 2000	145
4.1	Trajectoire du vol CLAIRE du 14 juin 2001	147
4.2	Écart à la seconde entière la plus proche du PPS	150
4.3	Spectre de calibration du détecteur 5	152
4.4	Calibrations de la matrice germanium pour le vol 2001	153
4.5	Stabilité de numérisation de l'électronique de vol	154
4.6	Évolution des flux transmis et détectés par le système d'anti-coïncidence	156
4.7	Trames perdues (en % des trames envoyées) et fréquence de réception.	157
4.8	Temps morts mesurés par l'électronique.	158
4.9	Flux pour les événements enregistrés dans différentes configurations	159
4.10	Rotations successives permettant de passer du repère local au repère de pointage (lentille)	161
4.11	Comparaison des rotations de champ lentille obtenues par l'inclinomètre X1 et la centrale Litton	164
4.12	Comparaison des angles visée solaire suivant le senseur Soleil et la caméra grand champ	166
4.13	Effet prismatique du filtre solaire	168
4.14	Synoptique de calcul des coordonnées célestes du Soleil et du Crabe pendant le vol CLAIRE 2001	170
4.15	Effets négligés dans les calculs d'éphémérides du vol 2001	171
4.16	Schématisation des positions et écarts calculés entre données de télémétrie et calculs a posteriori	173
4.17	Écarts absolus et relatifs entre données de télémétrie et post-traitement	174
4.18	Performances de pointage fin lors du vol 2001	175
4.19	Histogramme cumulé de la position du point focal sur la matrice de détection d'après les mouvements enregistrés du cadre lentille	177
4.20	Analyse temps-fréquence du mouvement du cadre lentille en cross-élévation	179
4.21	Analyse temps-fréquence des gyroscopes	180
4.22	Comparaison des spectres de Fourier du gyroscope Litton axe \vec{X} et le gyroscope lentille de même axe, sous-échantillonné à 1 Hz.	181
4.23	Spectres comparés vols 2000, 2001 et Hexagone 89 entre 50 et 800 keV	188
4.24	Flux au plafond du vol CLAIRE 2001 dans la bande 155-185 keV et dans différentes configurations de détection	191
4.25	Simulation du spectre diffracté pendant le vol CLAIRE 2001	195

4.26	Cartes de recherche du décalage détecteur	196
4.27	Origine du décalage Y de l'axe lentille	197
4.28	Spectre du signal diffracté pendant le vol 2001	198
4.29	Fonction de partition empirique de fausse détection	199
4.30	Histogramme de pointage sur le détecteur après correction du décalage	201
5.1	Spectres diffractés pour différentes distances de la source	206
5.2	Schématisation des anneaux de diffraction de MAX	213
5.3	Estimation de la sensibilité à 3σ pour MAX	214
C.1	Principe de l'enregistrement en alternance des trames	255
C.2	Ecrans de visualisation des spectres	257
C.3	Ecran de visualisation du flux global	258
D.1	Rotations successives permettant de passer du repère local au repère de pointage (lentille)	262
F.1	Exemple de fichier de sélection des évènements (page 1/2)	282
F.2	Exemple de fichier de sélection des évènements (page 2/2)	283
F.3	Exemple de fichier de définition des paramètres à ajuster	286

Liste des tableaux

1.1	Inventaire des sources de raies gamma détectées	6
1.2	Principales raies γ de décroissance radioactive	8
2.1	Réseaux de Bravais	24
2.2	Caractéristiques des mailles cubiques	25
2.3	Propriétés cristallographiques de quelques éléments	25
2.4	Coefficients de diffusion atomique	31
2.5	Températures de Debye et facteur B pour quelques éléments	35
2.6	Angles de Bragg en degrés pour une énergie incidente de 122 keV	36
2.7	Angles de Bragg en degrés pour une énergie incidente de 170 keV	37
2.8	Coordonnées des atomes dans une maille cubique faces centrées	37
2.9	Table du carré du facteur de structure $\left F_s(\vec{Q})\right ^2$	38
2.10	Table du carré du facteur de structure corrigé $D_{293K} \left F_s(\vec{Q})\right ^2$	38
2.11	Libre parcours moyen à 122 et 170 keV pour quelques éléments	45
2.12	Longueurs d'extinction en μm à 293 K et 122 keV pour différents éléments	47
2.13	Longueurs d'extinction en μm à 293 K et 170 keV pour différents éléments	47
2.14	Limites de profil gaussien (T_0/m) en mm/arcmin pour 293 K et 122 keV .	51
2.15	Limites de profil gaussien (T_0/m) en mm/arcmin pour 293 K et 170 keV .	51
2.16	Caractéristiques dimensionnelles de la lentille γ	60
2.17	Paramètres optimisés pour l'observation d'un continu	64
2.18	Paramètres optimisés globalement pour l'observation d'un continu	64
2.19	Paramètres optimisés globalement pour l'observation d'un continu avec un élargissement de 3 keV	65
2.20	Caractéristiques du tube X de laboratoire	78
2.21	Éléments communs de la ligne de réglage	79
2.22	Paramètres ajustés pour les spectres de la figure 2.29	81
2.23	Paramètres de réglage des cristaux (campagne 2003)	86
2.24	Flux simulé intégré (source à l'infini)	95
2.25	Mesures effectuées avec une source de ^{57}Co	98
2.26	Caractéristiques du générateur utilisé pour le test à grande distance	99
2.27	Paramètres ajustés pour les spectres simulés et mesurés sur la ligne à grande distance	103
3.1	Caractéristiques observationnelles du pulsar du Crabe	109

3.2	Paramètres ajustés en loi de puissance simple pour le flux incident du Crabe.	110
3.3	Paramètres ajustés avec deux lois de puissance pour le flux incident du Crabe.	110
3.4	Résolutions (FWHM) du détecteur matriciel au 05/04/2001	126
4.1	Chronologie des évènements clés du vol du 14 juin 2001	148
4.2	Énergies de désintégration de l' ^{152}Eu et coefficients d'embranchement . . .	151
4.3	Acronymes utilisés dans le synoptique de la figure 4.14 page 170	169
4.4	Temps d'exposition sur les détecteurs (assimilés à des disques de rayon 6 mm) et d'après les mouvements enregistrés du cadre lentille	177
4.5	Composantes ajustées de bruit de fond (continu et raies) des évènements simples et doubles du vol CLAIRE 2001	192
5.1	Tableau comparatif des simulations et des mesures	205
E.1	Notations et différences entre les différentes échelles de temps	270
E.2	Équation des équinoxes à 0^h UT du 13 au 16 juin 2001	271
E.3	Exemple de calcul du temps sidéral local pour le 14/06/01 à 12^h UT et 3° Est	272
E.4	Définitions relatives aux calculs des coordonnées célestes	273
E.5	Étapes pour la détermination de la position géocentrique apparente d'un objet hors du système solaire à partir de la position catalogue	276

Chapitre 1

Quelques mots sur l'astronomie gamma

Littéralement, l'astronomie se définit comme la *science ayant pour objet l'observation et l'étude des corps célestes dans leur position, leur mouvement et leur constitution* (Dictionnaire de l'Académie Française, 9^{ème} édition). Pendant des millénaires, la nature physique de ces astres est demeurée inaccessible. L'astrophysique, c.à.d la *branche de l'astronomie qui étudie la nature physique et chimique des astres* est en effet une science beaucoup plus récente, n'ayant pris son essor qu'au XIX^{ème} siècle.

Les progrès de l'instrumentation ont probablement été à la source du développement de cette science d'interprétation, en confrontant les mesures, toujours plus précises, aux théories proposées. À ce titre, la lunette utilisée par Galilée au 17^{ème} siècle peut être considérée comme le premier pas vers l'astrophysique moderne et ses satellites d'observation les plus sophistiqués, portant aujourd'hui notre œil inquisiteur jusqu'aux confins de l'univers.

À la même époque, Newton démontre que la lumière, blanche, reçue par l'oeil, est en fait une superposition de "couleurs" différentes ou spectre. Peut-être sans le savoir, Newton ouvrait alors la voie à une nouvelle dimension dans l'étude de la nature des astres. La "couleur" d'un photon est caractérisée par sa *longueur d'onde*, ou, de manière équivalente, par son *énergie*, l'énergie étant proportionnelle à l'inverse de la longueur d'onde. En 1814, Fraunhofer, alors opticien dans une entreprise d'instruments scientifiques à Munich, décompose la lumière solaire avec son *spectroscope* et découvre dans le spectre solaire 500 raies sombres qui porteront son nom. L'explication de ces raies sombres ne viendra que bien plus tard vers 1850 avec Bunsen et Kirchhoff professeurs à l'université d'Heidelberg (Allemagne) : les atomes peuvent absorber (ou émettre) des photons de longueur d'onde spécifique, caractéristique de l'élément. Ainsi, l'expérience de Fraunhofer a permis de découvrir dans la couronne solaire une multitude d'éléments chimiques, bien connus sur Terre. La *spectroscopie* venait de naître, en même temps que l'astrophysique...

1.1 Rayonnement gamma et astrophysique

Le spectre électromagnétique s'étend en fait bien en deçà et au-delà du spectre visible. En prenant une analogie musicale, le domaine visible correspondrait à environ 1 octave

(doublement de fréquence) tandis que l'étendue du spectre aujourd'hui exploré représenterait plus de 50 octaves (d'un bout à l'autre du spectre, la fréquence varie dans un facteur de plus de mille milliards. . . , cf. fig. 1.1). Lorsque la longueur d'onde des photons devient trop faible, il est d'usage de parler alors en énergie, l'unité employée étant l'électron-volt (eV, énergie d'un électron soumis à un champ électrique d'un volt). Les rayons γ sont à l'extrémité de ce spectre, d'environ 100 keV, jusqu'au-delà du TeV.

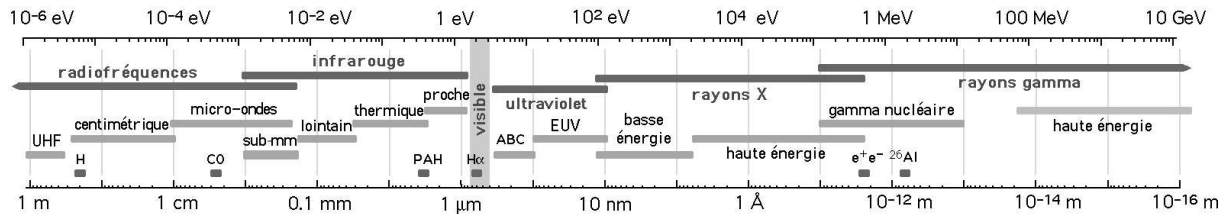


FIG. 1.1: Étendue du spectre électromagnétique, des ondes radio jusqu'aux rayons γ

On distingue généralement deux domaines dans l'astrophysique γ . Le premier, de 100 keV à 100 GeV, est réservé aux instruments placés hors de l'atmosphère (satellites ou ballons stratosphériques). Cette dernière absorbe ou diffuse tant ces photons qu'ils ne peuvent être observés depuis le sol. Au delà de 100 GeV, l'interaction des photons avec l'atmosphère produit des cascades électromagnétiques. Les particules secondaires produites sont alors plus rapides que la vitesse de la lumière dans le milieu. En réaction, un flash de lumière, dite lumière Cherenkov, est émise dans la direction de propagation de la particule (de même qu'un avion supersonique produit une onde de choc acoustique). Cette lumière peut être observée depuis le sol et utilisée pour déterminer ainsi les caractéristiques du rayon incident.

Nous ne nous intéresserons dans cette étude qu'au premier des ces domaines, concernant les photons γ de "basse énergie". L'astronomie γ est aujourd'hui entrée dans une sorte "d'âge d'or", une couverture totale du ciel γ ayant été effectuée grâce aux observatoires spatiaux SIGMA/GRANAT, CGRO (avec les instruments EGRET, COMPTEL, OSSE et BATSE) et Beppo-SAX (cf. fig. 1.2 page ci-contre).

Ces observations ont montré que les rayons γ nous donnent un moyen unique de sonder les phénomènes les plus violents de l'univers.

1.1.1 Une brève histoire de l'astrophysique γ

La plénitude d'observations disponibles actuellement est le résultat de 50 ans d'efforts acharnés pour extraire quelques poignées de photons parmi le bruit des détecteurs. Nous présentons ci-dessous un bref aperçu de l'histoire de l'astrophysique γ , principalement tiré de Schönfelder [2001] et von Ballmoos [sous presse]. Le graphique 1.3 page 4 indique les missions les plus marquantes de l'astrophysique γ , ainsi que les découvertes associées.

L'histoire des rayons γ astrophysiques est assez récente. Les premières tentatives de mesure de la proportion de γ dans les rayons cosmiques ont été effectuées grâce à des instruments embarqués par des fusées V2, au lendemain de la seconde guerre mondiale [Hulsizer et Rossi, 1948 ; Perlow et Kissinger, 1951]. Les expériences menées par les pionniers de l'astronomie γ comportaient des collimateurs passifs sommaires, ne permettant

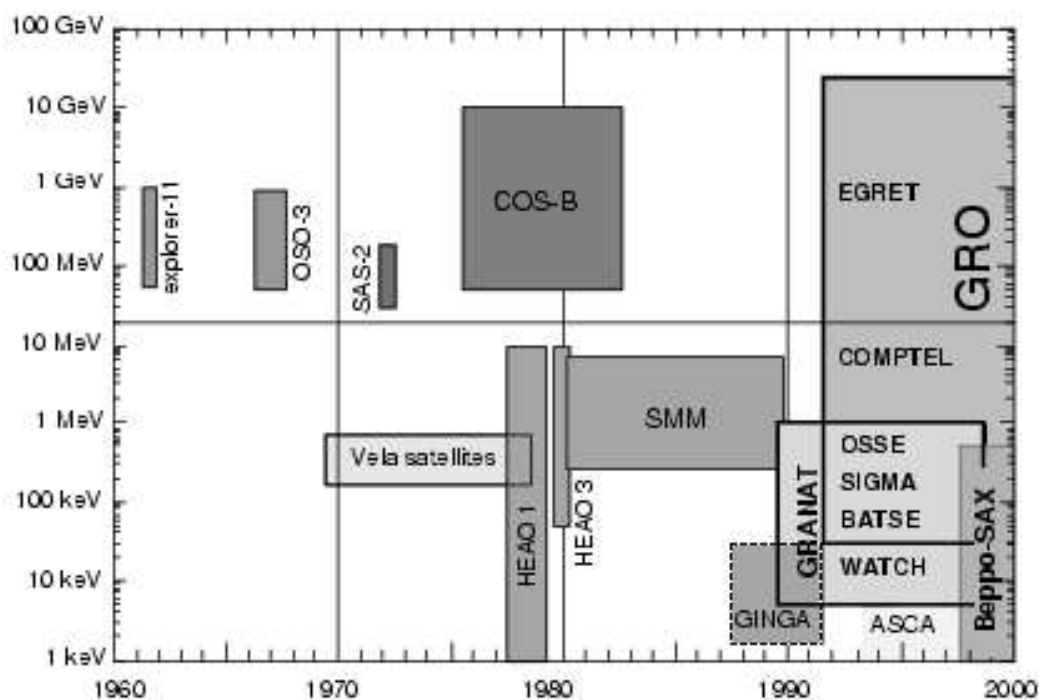


FIG. 1.2: Couverture “temps-fréquence” des instruments γ (d’après von Ballmoos [sous presse]).

aucune détection directe mais montrèrent que les flux γ astrophysiques sont extrêmement faibles, plusieurs ordres de grandeur inférieurs aux prédictions initiales de Morisson [1958]. La première détection significative de rayonnement gamma d’origine extraterrestre a été effectuée pendant une éruption solaire lors d’un vol stratosphérique au-dessus de Cuba en mars 1958 [Peterson et Winckler, 1958]. Il fallut ensuite attendre les missions spatiales Explorer 11 [Kraushaar *et al.*, 1965] et OSO-III [Kraushaar *et al.*, 1972] pour la première détection de rayons gamma cosmiques d’énergie supérieure à 100 MeV.

À partir de 1963, afin de surveiller l’application par les soviétiques du traité d’interdiction des essais nucléaires atmosphériques, le département de la défense américain décida l’envoi des satellites Vela, équipés de détecteurs X et γ . Le 2 juillet 1967, les scintillateurs de Vela 4 observèrent une augmentation considérable et brusque du taux de comptage, pendant six secondes. Le flux γ provenant des profondeurs de l’espace (et non du territoire soviétique...), le premier *sursaut* γ venait d’être observé. Cette découverte resta secrète jusqu’à la publication de Klebesadel *et al.* [1973]. L’origine des sursauts observés était alors inconnue, et le resta pendant encore 25 ans...

Dans le même temps, plusieurs missions (satellites et Apollo) ont exploré l’environnement γ de la Terre jusqu’à des distances de 400 000 km [p.ex. Trombka *et al.*, 1973]. D’après ces mesures, une augmentation du flux au-dessus du MeV fut déduite et suscita de nombreuses interprétations théoriques. Aujourd’hui, nous savons que ce surplus était en fait un artefact, induit par le bruit de fond de l’instrument.

En 1972, la première détection directe de raies γ dans le spectre solaire a été déduite

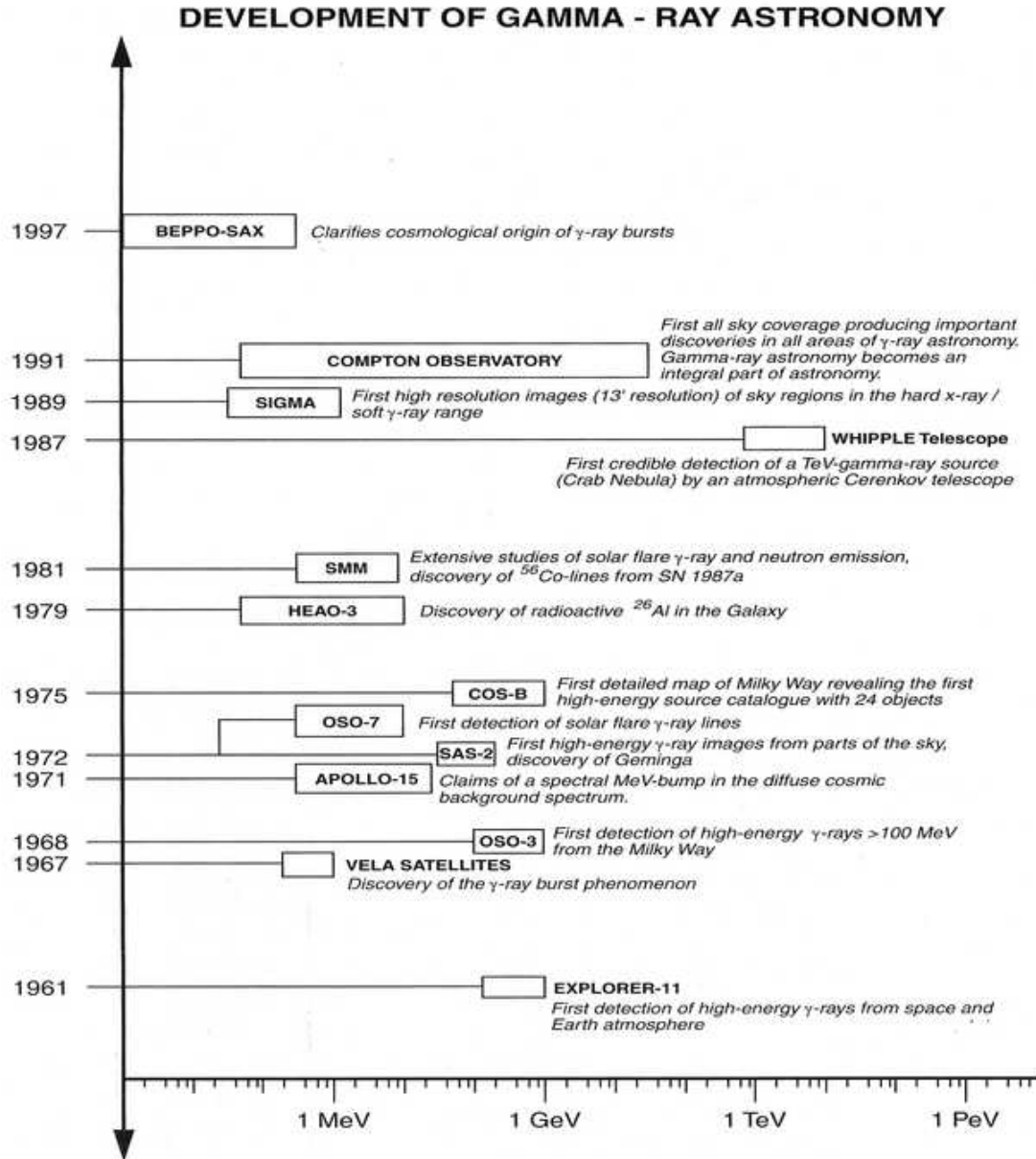


FIG. 1.3: Les principaux instruments et découvertes de l'astrophysique γ (d'après Schönfelder [2001]).

des observations de OSO-VII [Chupp *et al.*, 1973]. Concernant l'émission galactique, les satellites SAS-II et COS-B, lancés respectivement en 1972 et 1975, fournirent les premières identifications de sources γ (les plus fortes étant les pulsars du Crabe, Vela et Geminga). Le catalogue établi par COS-B contient au total 25 sources d'énergie supérieure à 100 MeV [Swanenburg *et al.*, 1981], dont une seule, 3C 273, est extragalactique.

Un autre pas important en astronomie γ a été réalisé par la mission HEAO-3, lancée en 1979 et embarquant des détecteurs germanium (spectroscopie fine). Les données alors recueillies mirent en évidence la première raie gamma nucléaire, celle de l' ^{26}Al à 1809 keV dans le centre galactique [Mahoney *et al.*, 1984]. Dans la même région du ciel, HEAO-3

mesura précisément la forme de la raie à 511 keV, mettant en évidence la décroissance du positronium [Riegler *et al.*, 1985, 1986]. Notons que la première détection avérée de la raie d’annihilation dans le centre galactique avait été faite quelques années plus tôt par Johnson *et al.* [1972]; Johnson et Haymes [1973] à une énergie de 476^{+24} keV puis par Leventhal *et al.* [1978]. Deux ans après HEAO-3, la mission SMM (Solar Maximum Mission) fut lancée et observa le ciel γ pendant 9 ans. Sa mission principale était orientée vers l’étude des raies et du continuum émis lors des éruptions solaires [Chupp, 1984]. Elle contribua aussi notablement à l’étude des raies γ extrasolaires comme le 511 keV [Share *et al.*, 1988] et la raie de l’ ^{26}Al à 1809 keV [Share *et al.*, 1985]. La découverte la plus remarquable est sans doute la détection de la raie de décroissance du ^{56}Co dans la supernova SN 1987a.

Dans les années 1990, le développement des technologies d’observation γ permit une avancée considérable dans le domaine de l’astrophysique des hautes énergies. En premier lieu, le télescope SIGMA à bord du satellite GRANAT effectua une cartographie précise du ciel γ autour de 100 keV, avec une excellente résolution angulaire (pour l’astronomie γ !) de 10 minutes d’arc. Dans la région du centre galactique, principalement observée, 30 sources furent détectées, représentant une grande variété d’objets [p.ex. Vargas *et al.*, 1997] : novae X, microquasars, pulsars, étoiles à neutrons. . . De plus, la plupart de ces sources ont montré une variabilité temporelle forte. En parallèle, les neuf ans d’observation de l’observatoire spatial COMPTON ont définitivement ancré les découvertes de l’astrophysique γ comme constitutives d’un domaine à part entière de l’astronomie et de l’astrophysique en général.

Depuis l’annonce de la découverte des sursauts γ en 1973, leur origine était restée mystérieuse et controversée. Le satellite Beppo-Sax, en observant pour la première fois les “afterglows” X des sursauts γ [Costa *et al.*, 1997] et en permettant alors leur suivi optique, a permis d’établir l’origine extragalactique de ces sources [Kouveliotou, 1997].

En ce moment même, les observations de l’observatoire INTEGRAL lancé en octobre 2002 sont en train d’écrire une nouvelle page de l’astrophysique γ .

A plus long terme, l’amélioration de la sensibilité des instruments passera peut-être par la spatialisation d’une lentille γ .

1.1.2 Origine des raies γ

La spectroscopie fine (qui est l’objectif principal d’une lentille γ) s’intéresse principalement à l’étude de la forme et de l’intensité des raies dans ce domaine d’énergie (par opposition à l’émission continue). Dans les paragraphes suivants, nous donnerons une brève description des processus de productions et des sources identifiées de raies γ . Pour une étude plus détaillée de ces processus (raies et continu), le lecteur se référera à Chupp [1976]; Paul et Laurent [1997]; Schönfelder [2001]. Le tableau 1.1 page suivante présente les principales sources de raies γ identifiées, ainsi que les sites de production et les instruments ayant permis leur détection. Ces données sont reprises plus en détail dans les paragraphes suivants.

Processus physique	Energie [keV]	Source	Flux [ph cm ⁻² s ⁻¹]	Instrument (type de détecteur)	Références
Désexcitation nucléaire					
⁵⁶ Fe(p,p', γ)	847	Éruptions solaires	jusqu'à ≈ 0.05	SMM (scintillateur NaI)	Murphy <i>et al.</i> [1990]
²⁴ Mg(p,p', γ)	1369	Éruptions solaires	jusqu'à ≈ 0.08	SMM (scintillateur NaI)	Murphy <i>et al.</i> [1990]
²⁰ Ne(p,p', γ)	1634	Éruptions solaires	jusqu'à ≈ 0.1	SMM (scintillateur NaI)	Murphy <i>et al.</i> [1990]
²⁸ Si(p,p', γ)	1779	Éruptions solaires	jusqu'à ≈ 0.09	SMM (scintillateur NaI)	Murphy <i>et al.</i> [1990]
¹² C(p,p', γ)	4439	Éruptions solaires	jusqu'à ≈ 0.1	SMM (scintillateur NaI)	Murphy <i>et al.</i> [1990]
¹⁶ O(p,p', γ)	6129	Éruptions solaires	jusqu'à ≈ 0.1	SMM (scintillateur NaI)	Murphy <i>et al.</i> [1990]
Décroissance radioactive					
⁵⁶ Co(EC, γ) ⁵⁶ Fe	847, 1238, 2598	SN 1987A	$\approx 10^{-3b}$	scintillateurs variés et détecteurs Ge	Matz <i>et al.</i> [1988]
⁵⁷ Co(EC, γ) ⁵⁷ Fe	847, 1238	SN 1991T	$\approx 10^{-3b}$	COMPTEL (scintillateurs)	Morris <i>et al.</i> [1995]
⁴⁴ Ti(EC) ⁴⁴ Sc(β^+ , γ)	122, 136	SN 1987A	$\approx 10^{-4}$	OSSE (NaI-CsI phoswich)	Kurfess <i>et al.</i> [1992]
	1157	Cas A SNR	$7 \cdot 10^{-5}$	COMPTEL (scintillateurs)	Iyudin <i>et al.</i> [1994]
²⁶ Al(β^+ , γ) ²⁶ Mg	1157	RX J0852.0-4622 ^c	$3.8 \pm 0.7 \cdot 10^{-5}$	COMPTEL (scintillateurs)	Iyudin <i>et al.</i> [1998]
	1809	sources du plan galactique	$4 \cdot 10^{-4}$ /rad	COMPTEL (scintillateurs)	Mahoney <i>et al.</i> [1984] ; Share <i>et al.</i> [1985] ; von Ballmoos <i>et al.</i> [1987] ; Diehl <i>et al.</i> [1997] ; Knödlseder <i>et al.</i> [1999] ; Prantzos et Diehl [1996]
	1809	Région du Cygne	$7.9 \pm 2.4 \cdot 10^{-5}$	COMPTEL (scintillateurs)	Plüschke <i>et al.</i> [2000]
	1809	Région de Vela	$1-6 \cdot 10^{-5}$	COMPTEL (scintillateurs)	Mahoney <i>et al.</i> [1984] ; Share <i>et al.</i> [1985] ; von Ballmoos <i>et al.</i> [1987] ; Diehl <i>et al.</i> [1997] ; Knödlseder <i>et al.</i> [1999] ; Prantzos et Diehl [1996]
Raie d'annihilation⁺ - e⁻					
	511	bulbe galactique	$1.7 \cdot 10^{-3}$	OSSE (NaI-CsI phoswich), détecteurs Ge	Johnson <i>et al.</i> [1972] ; Albernie <i>et al.</i> [1981] ; Leventhal <i>et al.</i> [1978] ; Leventhal [1991] ; Share <i>et al.</i> [1990] ; Mahoney <i>et al.</i> [1993] ; Purcell <i>et al.</i> [1997]
	511	disque galactique	$4.5 \cdot 10^{-4}$	OSSE (NaI-CsI phoswich), détecteurs Ge	Johnson <i>et al.</i> [1972] ; Albernie <i>et al.</i> [1981] ; Leventhal <i>et al.</i> [1978] ; Leventhal [1991] ; Share <i>et al.</i> [1990] ; Mahoney <i>et al.</i> [1993] ; Purcell <i>et al.</i> [1997]
	480 \pm 120 ^{a,c}	1E 1740-29	$1.3 \cdot 10^{-2}$	SIGMA/scintillateur NaI	Purcell <i>et al.</i> [1997]
	511	Éruptions solaires	jusqu'à ≈ 0.1	SMM (scintillateur NaI)	Bouchet <i>et al.</i> [1991]
	479 \pm 18 ^a	Nova Muscae	$6.3 \cdot 10^{-3}$	SIGMA (scintillateur NaI)	Chupp <i>et al.</i> [1973] ; Murphy <i>et al.</i> [1990]
	400-500 ^a	Sursauts γ ^c	jusqu'à ≈ 70	scintillateurs variés	Goldwurm <i>et al.</i> [1992]
	73 ... 500 ^a	Pulsar du Crabe ^c	$3 \cdot 10^{-4}$	scintillateurs variés	e.g. Mazets <i>et al.</i> [1981] ; Olive [1992]
Capture neutronique					
¹ H(n, γ) ² H	2223	Éruptions solaires	jusqu'à ≈ 1	SMM (scintillateur NaI)	Murphy <i>et al.</i> [1990]
	2223	Naine blanche ? RE J0317-853 ^c		COMPTEL (scintillateurs)	McConnell <i>et al.</i> [1997]
⁵⁶ Fe(n, γ) ⁵⁷ Fe	5947 ^a	Transitoire du 10 juin 1974	$1.5 \cdot 10^{-2}$	détecteur Ge ballon	Jacobson <i>et al.</i> [1978]
Raies cyclotron					
	10-70	Sursaut γ ^{2c}	jusqu'à ≈ 3	scintillateurs variés	Mazets <i>et al.</i> [1981]
	20-58	pulsars variés (9, p.ex. Her X-1)	$3 \cdot 10^{-3}$	scintillateurs	Truemper <i>et al.</i> [1977, 1978] ; Mihara <i>et al.</i> [1995]
	73-79	Pulsar du Crabe	$4 \cdot 10^{-3}$	scintillateur	Ling <i>et al.</i> [1979]

a) Décalée vers le rouge
b) Maximum d'émission
c) détection unique et/ou marginale, doit être confirmée par d'autres instruments

TAB. 1.1: Inventaire des sources de raies gamma détectées (d'après von Ballmoos [sous presse])

1.1.2.1 Les raies γ nucléaires

Au début du XX^{ème} siècle, le développement de la mécanique quantique a démontré l'existence de *quanta*, unités élémentaires de perte d'énergie. Dans les atomes, par exemple, les énergies du cortège électronique ne peuvent prendre qu'un certain nombre de valeurs bien déterminées. Ainsi, lorsqu'un électron passe d'un niveau à un autre, il émet un photon de longueur d'onde caractéristique (la couleur orange des lampes à vapeur de sodium par exemple). De même, dans le noyau, les protons et neutrons se trouvent dans des niveaux énergétiques déterminés, bien supérieurs à ceux des électrons. Les transitions nucléaires induisent donc l'émission de photons d'énergie comprise entre quelques keV et quelques MeV, caractéristique de l'élément et de la transition. Cette propriété d'équivalence entre énergie et élément fait de la spectroscopie nucléaire un moyen unique de sonder les milieux les plus énergétiques de l'Univers.

Les processus physiques menant à un état excité du noyau sont essentiellement de trois types :

- décroissances radioactives
- désexcitations nucléaires
- captures neutroniques

Décroissances radioactives Les isotopes radioactifs sont produits dans les sites de nucléosynthèse hydrostatique (au cœur des étoiles), explosive (étoiles de Wolf-Rayet, novae et supernovae, variables cataclysmiques, ...) ou dans le milieu interstellaire par interaction avec le rayonnement cosmique. La décroissance de ces éléments suit alors une loi exponentielle dont la constante de temps (exprimée en demi-vie, c.à.d le temps moyen au bout duquel la moitié du radio-isotope a disparu) est caractéristique et peuvent alors émettre un ou plusieurs photons de désexcitation. Le tableau 1.2 page suivante donne les principales raies γ générées par des isotopes radioactifs produits par les étoiles. Parmi ces éléments, certaines raies (notamment celles du ^7Li , du ^{22}Na et du ^{60}Fe) ont été prédites mais non encore détectées et constituent des objectifs majeurs pour les futurs instruments γ .

La durée de vie de ces isotopes influe beaucoup sur la distribution des sources. En effet, les isotopes à longue durée de vie (^{26}Al , ^{60}Fe) ont, d'une part, le temps de diffuser loin de leur site de production avant leur décroissance et sont donc émis dans une région étendue, reflétant la structure des "courants" de transport (bulles en expansion, vents stellaire, ...) dans leur environnement. D'autre part, l'image actuelle est, en quelque sorte, le reflet des différentes sources actives pendant le dernier million d'années (pour l' ^{26}Al et le ^{60}Fe), ce qui induit donc une émission diffuse dans tout le plan galactique.

À l'inverse, les décroissances des isotopes à courte durée de vie (^{57}Co , ^{56}Co) ont lieu à proximité du lieu de production, les sources sont alors ponctuelles.

Historiquement, la première détection d'une raie de radioactivité est due à HEAO 3, avec la découverte de l' ^{26}Al [Mahoney *et al.*, 1984]. Après confirmation de l'origine essentiellement galactique de cette raie par SMM [Share *et al.*, 1985], puis par un télescope Compton sous ballon stratosphérique [von Ballmoos *et al.*, 1987], le satellite GRO/COMPTEL établit la première carte complète du ciel à 1809 keV (voir fig. 1.4 page 9) [Diehl *et al.*, 1997 ; Knödlseider *et al.*, 1999]. Cette carte montre une distribution de l' ^{26}Al

Chaîne de décroissance	Temps de demi-vie (ans)	Énergie de la raie (MeV)	Site de production
${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$	0,146	0,478 (0,1)	Novae
${}^{56}\text{Ni} \rightarrow {}^{56}\text{Co} \rightarrow {}^{56}\text{Fe}$	0,216	<u>0,847</u> (1,0)	SN [SN 1987A, SN 1991T]
		<u>1,238</u> (0,685)	SN [SN 1987A, SN 1991T]
		1,771 (0,45)	SN
		2,598 (0,17)	SN [SN 1987A]
${}^{57}\text{Co} \rightarrow {}^{57}\text{Fe}$	0,742	<u>0,122</u> (0,86)	SN [SN 1987A]
		<u>0,136</u> (0,11)	SN [SN 1987A]
		1,275 (1,0)	Novae
${}^{22}\text{Na} \rightarrow {}^{22}\text{Ne}$	2,60	<u>1,157</u> (1,0)	SN [Cas A, RX J0852.0-4622 ?]
${}^{44}\text{Ti} \rightarrow {}^{44}\text{Sc} \rightarrow {}^{44}\text{Ca}$	49-67*	0,068 (1,0)	SN
		0,078 (,98)	SN
		<u>1,809</u> (1,0)	WR, AGB (Novae), SNII [Galaxie, Vela, Cygne]
${}^{26}\text{Al} \rightarrow {}^{26}\text{Mg}$	$7,21 \cdot 10^5$	1,332 (1,0)	SN
${}^{60}\text{Fe} \rightarrow {}^{60}\text{Co} \rightarrow {}^{60}\text{Ni}$	$1,17 \cdot 10^6$	1173 (1,0)	SN

* : Les mesures de demi-vie de cet isotope donnent des résultats contradictoires

TAB. 1.2: Principales raies γ de décroissance radioactive. Les temps de demi-vie, l'énergie et le(s) site(s) de production sont donnés. Pour les décroissances doubles, le temps de demi-vie le plus long est reporté. L'énergie des raies déjà détectées est soulignée (voir le tableau 1.1 page 6). Le taux d'embranchement est donné entre parenthèses à côté de l'énergie du pic. Les sites de production sont : novae, supernovae (SN), étoiles de Wolf-Rayet (WR), de la branche asymptotique des géantes (AGB). Les sites de production identifiés sont indiqués entre crochets. Adapté de Prantzos [1996].

suivant le plan de la Galaxie, avec des irrégularités liées à des sites récents de nucléosynthèse, associés aux populations d'étoiles massives (Vela, le Cygne) [Prantzos et Diehl, 1996; Knödseder *et al.*, 1999]. La décroissance ${}^{26}\text{Al} \rightarrow {}^{26}\text{Mg}$ produit un positron dans 82% des cas, la répartition de cet isotope est donc fortement lié aux sources de la raie d'annihilation e^+e^- [Purcell *et al.*, 1997].

En 1987, pour la première fois, les astrophysiciens ont pu observer l'explosion d'une supernova proche (SN 1987A, dans le nuage de Magellan) dans toutes les gammes de longueurs d'onde, notamment en gamma. L'étude "en temps réel" de cette supernova de type II a permis de tester les modèles alors proposés par l'observation de raies radioactives. Seulement six mois après l'explosion, SMM découvrit la raie du ${}^{56}\text{Co}$ à 847 keV [Matz *et al.*, 1988]. Ce temps court fut alors interprété comme la preuve d'un mélange efficace des produits de combustion avec l'enveloppe stellaire. À partir de 1991, OSSE observa cette source et y quantifia la production du ${}^{57}\text{Fe}$ à partir du ${}^{57}\text{Co}$ [Kurfess *et al.*, 1992]. Peu après le lancement de CGRO, l'explosion de la supernova de type Ia SN 1991T a été observée par COMPTEL, détectant les raies à 847 et 1238 keV de la chaîne du ${}^{56}\text{Fe}$ et apportant ainsi des contraintes aux prédictions des modèles [Morris *et al.*, 1995].

En 1994, le même instrument mit en évidence la raie à 1157 keV du ${}^{44}\text{Ti}$ dans la direction du reste (jeune, environ 300 ans) de supernova de Cas A [Iyudin *et al.*, 1994], puis, de façon plus marginale, dans une source : ROSAT RX J0852-46 ("Vela Junior"),

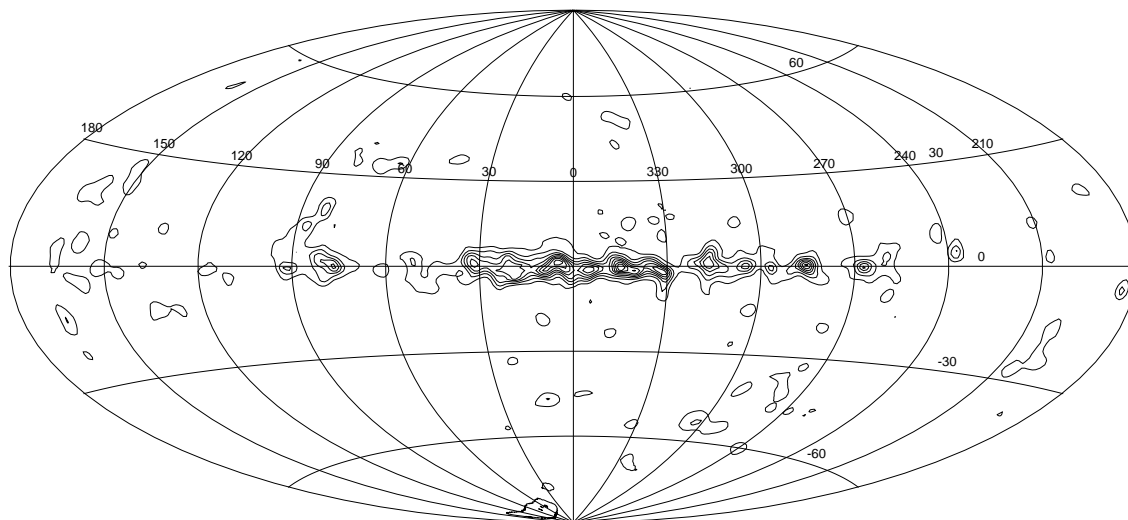


FIG. 1.4: Carte COMPTEL de l'émission de l' ^{26}Al à 1,8 MeV (d'après Knödlseder [1997]).

identifiée comme un reste de supernova [Iyudin *et al.*, 1998]. Même si ces détections restent incertaines, l'astronomie γ ouvre une voie dans la recherche des restes de supernova.

Désexcitations nucléaires Une collision avec un proton, neutron ou particule α peuvent placer un noyau atomique dans un état excité. Ces particules peuvent ne céder qu'une partie de leur énergie au noyau cible (diffusion inélastique) ou lui arracher un ou plusieurs nucléons (réaction de spallation, le noyau change de nature). Quoiqu'il en soit, les noyaux se dés excitent en émettant un ou plusieurs photons γ , leur intensité et élargissement apportent des contraintes sur les spectres en énergie des particules incidentes.

La détection la plus importante de ces raies a été effectuée par le satellite SMM pendant le sursaut solaire du 27 avril 1981. Lors de cet évènement, les raies de dés excitation des noyaux ^{56}Fe , ^{24}Mg , ^{20}Ne , ^{28}Si , ^{12}C , ^{16}O ont été observées [Murphy *et al.*, 1990]. Aucune autre source de raies de dés excitation d'origine extrasolaire n'a pour l'instant été détectée, les observations COMPTEL des raies du ^{12}C et de l' ^{16}O dans le nuage d'Orion ayant été finalement attribuées à des fluctuations du bruit de fond dans les détecteurs [Bloemen *et al.*, 1994, 1999].

Captures neutroniques Dans un milieu chaud, les neutrons libres peuvent réagir avec un proton pour former un noyau de deutérium en émettant un photon de 2,223 MeV ($^1\text{H} + n \rightarrow ^2\text{H} + \gamma$). Cette raie a été détectée sans ambiguïté lors du sursaut solaire du 27 avril 1981 par SMM [Murphy *et al.*, 1990]. Elle pourrait aussi avoir été vue par COMPTEL en coïncidence avec la naine blanche "chaude" RE J0317-853 [McConnell *et al.*, 1997], mais la détection de cette raie doit encore être confirmée pour des objets hors du système solaire.

1.1.2.2 Raies cyclotron

Dans un champ magnétique intense, les niveaux d'énergie des électrons sont quantifiés (niveaux de Landau). En supposant un champ magnétique “figé” lors de la formation d'une étoile à neutron (c.à.d que le champ magnétique augmente en raison inverse de la surface de l'étoile), l'intensité finale du champ est de l'ordre de 10^{12} G (soit 10^8 T, ou 10^{12} fois le champ magnétique terrestre). À ces niveaux d'intensité, l'énergie séparant deux niveaux de Landau (correspondant à l'énergie du photon émis lors de la transition) vaut :

$$E_\gamma = \frac{heB}{m_e c} \approx 11,6 B_{12} \quad [\text{keV}], \quad (1.1)$$

où B_{12} est l'intensité du champ magnétique exprimée en unités de 10^{12} G. Dès lors, l'énergie des raies cyclotron dans le spectre d'une étoile à neutron fournit une mesure directe du champ magnétique à proximité de l'astre, tandis que leur profil renseigne sur la distribution spatiale du champ. Ces raies sont généralement observées en absorption.

Truemper *et al.* [1977, 1978] reporte la première détection d'une raie cyclotron à 58 keV dans le spectre du pulsar Hercule X-1, correspondant à un champ magnétique d'environ $5 \cdot 10^{12}$ G. Depuis, sept autres raies ont été mesurées par Ginga [Mihara *et al.*, 1995] et deux par BeppoSax (pulsar X0115+634) [Santangelo *et al.*, 1999]. Notons aussi la détection (non confirmée) de raies cyclotrons dans le spectre de sursauts γ [p.ex. Mazets *et al.*, 1981].

La spectroscopie fine des raies cyclotron permet donc une meilleure compréhension des objets compacts et reste à ce titre un objectif majeur de l'astrophysique γ .

1.1.2.3 Raie d'annihilation e^+e^-

Lorsqu'un positron et un électron se rencontrent, il s'annihilent en émettant deux photons γ de 511 keV dans des directions opposées. Les positrons peuvent être créés par décroissance β^+ de radio-isotopes (^{26}Al , ^{44}Ti , ^{56}Ni , ^{22}Na), par création de paires à partir d'un photon d'énergie supérieure à 1,022 MeV dans un champ électrique intense (à proximité d'un noyau ou d'un électron, p.ex.) ou, plus généralement, dans les environnements en champ fort (magnétique ou gravitationnel) à proximité des objets compacts (trous noirs, étoiles à neutrons). La source la plus intense dans cette raie est le centre galactique, observé depuis les années 1970 par des instruments sous ballon stratosphériques ou embarqués par un satellite. Parmi les expériences ballon, citons les premières mesures de Johnson *et al.* [1972], puis les observations plus détaillées de Bell/Sandia [Leventhal *et al.*, 1978], du CESR [Albernhe *et al.*, 1981], de FIGARO [Niel *et al.*, 1990], de GRIS [Gehrels *et al.*, 1991] et d'HEXAGONE [Chapuis *et al.*, 1991]. Concernant les télescopes spatiaux, les principales contributions vinrent de SMM [Share *et al.*, 1990], HEAO 3 [Mahoney *et al.*, 1993] et surtout d'OSSE [Purcell *et al.*, 1997; Kurfess *et al.*, 1999] permettant de dresser une carte de l'émission à 511 keV dans le radian central de la Galaxie (cf. fig. 1.5 page suivante).

La région du centre galactique montre ainsi une forte émission de la raie d'annihilation. Son origine reste aujourd'hui encore mal connue mais le modèle “standard” basé sur les observations du satellite OSSE propose trois composantes [Purcell *et al.*, 1997] :

Le bulbe galactique Les positrons pourraient y être émis par des objets compacts, notamment la source 1E1740.7-2942, étudiée par le télescope SIGMA [Bouchet *et al.*,

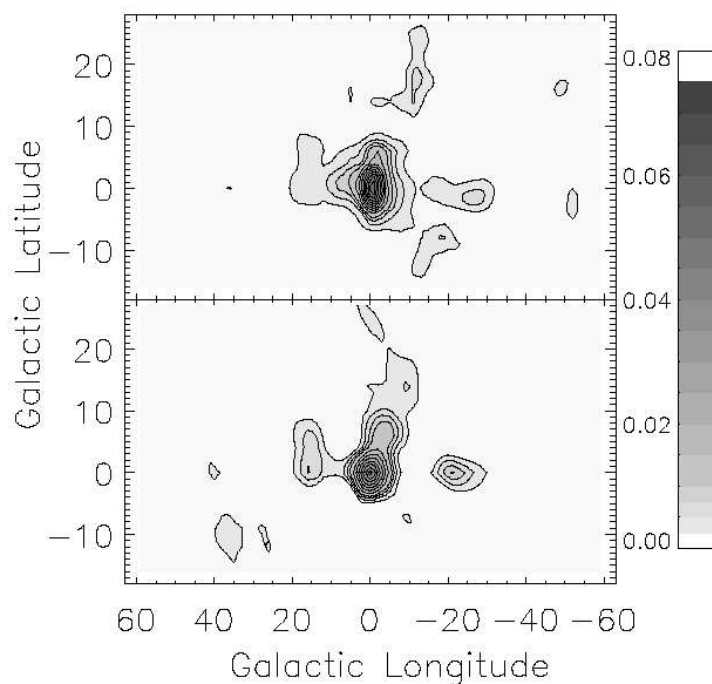


FIG. 1.5: Carte OSSE de l'intensité de la raie à 511 keV au centre galactique. Méthode de Richardson-Lucy (haut) et décomposition en valeurs singulières (bas). (d'après Kurfess *et al.* [1999]).

1991] et identifiée ensuite comme un microquasar (système binaire avec une étoile en orbite autour d'un trou noir). L'accrétion phénoménale de matière échaufferait suffisamment le gaz (principalement de l'hydrogène) pour produire des grandes quantités de positrons [Mirabel *et al.*, 1992 ; Chaty, 1998].

Le disque galactique L'émission de cette composante est attribuée à la décroissance β^+ d'éléments radioactifs de longue durée de vie (^{26}Al , ^{56}Co , ^{44}Sc) [Knödlseeder, 1997].

Émission de latitude positive Les cartes OSSE suggèrent une émission étendue au-dessus du disque galactique. Son origine reste encore indéterminée et controversée [von Ballmoos *et al.*, 2003].

En dehors de ces grandes lignes, la distribution des sources (diffuse, discrète ?) reste très mal connue en raison de la mauvaise résolution angulaire des télescopes gamma. La détermination précise de cette distribution et d'éventuelles sources ponctuelles reste une question ouverte d'un intérêt crucial pour l'astrophysique γ . Les observations d'INTEGRAL et des instruments futurs tenteront assurément de répondre à ces questions.

1.2 Les instruments d'observation

Si l'astrophysique γ est une science récente (à peine un demi-siècle), cela est principalement dû à trois problèmes fondamentaux des observations du ciel γ en dessous de 100 GeV :

- l'opacité de l'atmosphère aux rayons γ .

- la faiblesse des flux astrophysiques.
- le bruit de fond important des détecteurs.

Le problème du bruit de fond dans les détecteurs est abordé dans le cas des détecteurs germanium au § 3.3.2.1 page 129 et ne sera donc pas repris ici. Dans les chapitres suivants, nous nous intéresserons plutôt aux télescopes γ eux-mêmes, c.à.d aux techniques utilisées pour déterminer la direction du photon incident. Pour un point complet et à jour des problématiques de l'instrumentation en astrophysique γ , le lecteur se référera à von Ballmoos [sous presse], Schönfelder [2001] et Paul et Laurent [1997].

1.2.1 Principes de détection

Comme nous venons de le signaler, un détecteur γ ne devient un télescope que lorsqu'il est possible de déterminer (avec plus ou moins de précision) la direction du photon incident (en plus de son énergie dans le cas des spectromètres). Généralement, une première étape de collimation est réalisée en entourant le détecteur d'un blindage (actif ou passif, cf. § 3.3.2.2 page 133) délimitant le champ de vue.

La sensibilité d'un télescope γ peut être quantifiée à partir des variations statistiques (loi de Poisson) du nombre de coups détectés. En effet si $N(E) = S(E) + B(E)$ est le nombre de coups mesurés (signal+bruit), dépendant de l'énergie, alors, la variation statistique moyenne (écart-type) de cette valeur est de $\sqrt{N(E)}$. La significativité du signal (en multiple de l'écart-type) est donc :

$$n_\sigma = \frac{S(E)}{\sqrt{S(E) + B(E)}} \quad (1.2)$$

A l'inverse, la sensibilité d'un instrument peut être mesurée par le niveau de signal nécessaire pour atteindre une certaine significativité (typ. 3σ). L'équation précédente se résout alors en :

$$S_{min}(E) = n_\sigma \sqrt{B(E)} \left(\frac{n_\sigma}{2\sqrt{B(E)}} + \sqrt{\frac{n_\sigma^2}{4B(E)} + 1} \right) \quad (1.3)$$

Généralement, les instruments γ sont dominés par le bruit de fond et $n_\sigma \ll 2\sqrt{B(E)}$ donc $S_{min}(E)$ s'exprime par :

$$S_{min}(E) \approx n_\sigma \sqrt{B(E)} \quad (1.4)$$

D'autre part, si $F(E, \Omega)$ est le flux du signal incident par unité de temps et de surface à l'énergie E et dans la direction Ω , alors :

$$S(E) = A_{eff}(E, \Omega) F(E, \Omega) T_{obs}, \quad (1.5)$$

où $A_{eff}(E, \Omega)$ est la surface efficace de détection et T_{obs} le temps d'observation. De même, on peut définir $f_B(E, \Omega)$, le flux incident de bruit de fond, par unité d'énergie, de temps, de surface et d'angle solide :

$$B(E) = f_B(E, \Omega) A_{eff}(E, \Omega) T_{obs} \Delta E \Delta \Omega, \quad (1.6)$$

où ΔE est la résolution énergétique de l'instrument et $\Delta \Omega$ sa résolution angulaire. Ce terme correspond donc au bruit de fond induit dans le champ de vue de l'instrument

(provenant de la même direction que le signal). Cependant, l'instrument lui-même est une source de rayonnement γ et, de plus, les collimateurs ne stoppent généralement pas 100% du flux incident. Il faut donc ajouter une fonction de bruit de fond, dépendant de la géométrie de l'instrument, du flux ambiant sur le satellite, etc., mais généralement indépendante de la résolution angulaire :

$$B(E) = (f_B(E, \Omega) A_{eff}(E, \Omega) \Delta\Omega + \alpha(E, \Omega)) T_{obs} \Delta E \quad (1.7)$$

Finalement, le flux minimum détectable par l'instrument peut s'exprimer par (à partir de l'eq. 1.4) :

$$F_{min}(E, \Omega) = n_\sigma \sqrt{\frac{(f_B(E, \Omega) \Delta\Omega + \alpha(E, \Omega) / A_{eff}(E, \Omega)) \Delta E}{A_{eff}(E, \Omega) T_{obs}}} \quad (1.8)$$

D'après (1.8), un instrument sera d'autant plus sensible que sa surface efficace est grande (évidemment!). Augmenter le temps d'observation améliore aussi la sensibilité. Néanmoins, le temps caractéristique d'une observation spatiale en γ est de 10^6 s (à peu près deux semaines), améliorer la sensibilité d'un facteur 10 par ce biais uniquement nécessiterait donc 10^8 s d'exposition, soit plus de 3 ans ! La même formule semble aussi montrer que de bonnes résolutions énergétiques (pour une raie fine) et angulaire (source ponctuelle) améliore la sensibilité. Il faut cependant avoir à l'esprit que suivant les techniques utilisées, l'amélioration de la résolution (angulaire ou énergétique), influe sur d'autres termes de la formule (1.8). Par exemple, la résolution angulaire d'un télescope à masque codé peut être, en principe, augmenté en plaçant le masque plus loin du détecteur (même si en pratique, d'autres effets interviennent, notamment la résolution spatiale du plan de détection). Suivant ce cas d'école et en considérant le même nombre d'événements de bruit de fond dans les détecteurs, la diminution de $\Delta\Omega$ induit une augmentation de $f_B(E, \Omega)$ dans les mêmes proportions.

D'autre part, le flux incident de bruit de fond par l'ouverture ($f_B(E, \Omega)$) ne peut pas être réduit par l'instrument. Néanmoins, dans beaucoup de détecteurs, la production locale et les "fuites" du blindage ($\alpha(E, \Omega)$) dominant le bruit de fond. De plus, ces paramètres sont fortement liés :

- L'amélioration de la résolution angulaire ($\Delta\Omega$) par des collimateurs et une modulation d'ouverture (télescopes à masques codés par exemple) nécessite beaucoup de matériel et augmente donc, entre autres, le bruit de fond interne ($\alpha(E, \Omega)$).
- Certaines techniques de discrimination spatiale des événements (chambres à étincelles ou assimilés, télescope Compton) permettent d'avoir un bruit de fond induit ($\alpha(E, \Omega)$) relativement bas mais généralement au détriment de la surface efficace (A_{eff}).
- Les instruments γ ne focalisant pas (encore!) le faisceau incident, l'augmentation de la surface efficace passe par l'augmentation du volume du détecteur et donc de $\alpha \dots$
- Les spectromètres germanium offrent aujourd'hui la meilleure résolution énergétique ΔE . Cependant, leur efficacité de détection $A_{eff}(E, \Omega)$ n'est suffisante que pour des volumes importants (augmentation de $\alpha(E, \Omega)$).
- ...

La conception d'un télescope γ nécessite donc une optimisation de tous ces paramètres en fonction des technologies existantes et de l'objectif de la mission.

L'impossibilité actuelle de focaliser les rayonnements γ demande des idées originales pour la fabrication des télescopes observant au-dessus de quelques keV. Parmi les technologies actuellement disponibles dans ce domaine (quelques keV à quelques MeV), les meilleures performances d'imagerie du ciel γ ont été obtenues par principalement deux types de télescopes :

- les télescopes à modulation d'ouverture
- les télescopes Compton

1.2.1.1 Les télescopes à modulation d'ouverture

La résolution angulaire d'un télescope peut être sensiblement améliorée en modulant le signal incident, temporellement ou spatialement. Cette modulation (qui doit donc être parfaitement déterminée) est effectuée en bloquant les rayons incidents.

La modulation temporelle la plus simple consiste à utiliser la Terre ou la Lune comme masque. Connaissant les positions relatives du satellite et de l'astre, il est possible de déterminer la position de la source à partir de la modulation du signal. Cette technique a été utilisée avec succès par SMM [Purcell *et al.*, 1989] et BATSE [Harmon *et al.*, 1992]. Le désavantage de cette méthode est que les sources observables dépendent de l'orbite du satellite, et peu le sont à un instant donné.

Pour contourner ce problème d'observabilité, certains instruments ont été équipés de grilles et collimateurs tournants permettant de moduler le signal incident. L'image peut alors être reconstruite par déconvolution de Fourier des événements détectés. Cette technique est assez peu utilisée pour la conception d'instruments spatiaux γ (détecteurs WATCH de l'observatoire GRANAT [Lund, 1986]). Notons qu'une autre variante, plus basique, de la modulation temporelle, consiste à “balayer” le ciel avec l'instrument. La position des sources peut alors être déterminée à partir de leur apparition/extinction en fonction de la réponse angulaire de l'instrument. Cette technique est souvent utilisée telle quelle par des expériences ballons ou comme amélioration de la résolution angulaire d'autres techniques (p.ex. masques codés d'INTEGRAL).

L'imagerie par modulation spatiale est obtenue en utilisant un *masque codé*, alternance de zones opaques et transparentes, couvrant le champ de vue. Connaissant la structure du masque et l'ombre projetée sur une matrice de détecteurs, la direction de la source peut être calculée (principe du sténopé) [Skinner *et al.*, 1987]. Un des avantages de cette méthode est la mesure simultanée du bruit de fond et du signal (pour une source ponctuelle) en fonction des zones éclairées ou masquées (cf. fig 1.6 page ci-contre).

SIGMA Le premier grand télescope à masque codé fut SIGMA, à bord de l'observatoire spatial GRANAT [Paul *et al.*, 1991]. Cet instrument a été opérationnel de 1989 à 1995, le principal objectif scientifique étant le centre galactique dans la bande 35 keV-1 MeV.

INTEGRAL Le satellite INTEGRAL (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory), lancé en octobre 2002, est entièrement consacré à l'observation à haute énergie.

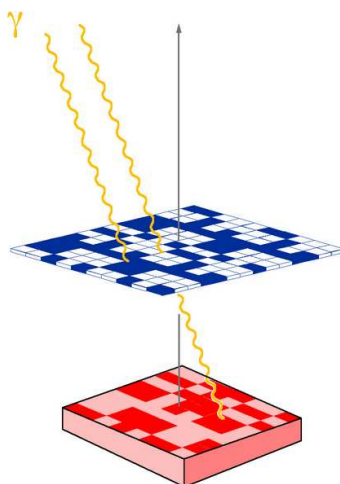


FIG. 1.6: Principe du télescope à masque codé. En traversant le masque (zones transparentes et opaques), les rayons γ forment une ombre sur le plan de détection. Connaissant la forme de cette ombre, il est possible de déterminer la direction de la source.

Les deux instruments principaux sont des télescopes à masques codés : IBIS, dédié à l'imagerie haute résolution, et SPI, plus performant en spectroscopie. Une description complète de cet observatoire, ainsi que les premières performances en vol peuvent être trouvées dans Winkler *et al.* [2003] et les articles suivants de ce numéro spécial.

Le masque d'IBIS est constitué de 53x53 éléments opaques et transparents. Associé à deux plans de détection superposés (4096 barres de scintillateurs CsI surmontés de 16384 détecteurs CdTe), la résolution angulaire est de 12 secondes d'arc (champ de vue entièrement codé de 9°). À 1 MeV, la sensibilité de raie est de $4 \cdot 10^{-4}$ ph/s/cm² (temps d'exposition de 10^6 s) avec une résolution énergétique de 10%. Une description détaillée d'IBIS peut être trouvée dans Ubertini *et al.* [2003].

SPI utilise un masque de 63 éléments hexagonaux en tungstène. Le plan de détection est un ensemble de 19 détecteurs germanium hexagonaux avec une très bonne résolution spectrale ($\Delta E/E \approx 0,2\%$ entre 20 keV et 8 MeV). À 1 MeV, la sensibilité pour une raie est de $3 \cdot 10^{-5}$ ph/s/cm² [Roques *et al.*, 2003]. Le champ de vue (entièrement codé) est de 15° avec une résolution angulaire de 2° (cette dernière valeur est en fait très dépendante du flux de la source et de l'algorithme de reconstruction utilisé). Le cryostat des détecteurs est fabriqué en béryllium afin de minimiser le bruit de fond, notamment l'activation de la raie à 511 keV. Toujours pour réduire le bruit de fond, le plan de détection et le collimateur (entre le masque et les détecteurs) sont protégés par un blindage actif de 511 kg de BGO (à titre de comparaison, les 19 détecteurs pèsent 20 kg).

Ces deux instruments (IBIS et SPI) représentent aujourd'hui les meilleures performances réalisables avec un masque codé (imagerie pour IBIS, spectrométrie et sensibilité pour SPI). Ces deux exemples montrent bien le compromis entre résolution angulaire et sensibilité des instruments γ et il est peu probable que la technologie des masques codés améliore encore notablement les performances d'INTEGRAL (principalement en raison du bruit de fond induit dans le matériel passif).

1.2.1.2 Les télescopes Compton

Au-dessus d'environ 1 MeV, l'interaction la plus probable d'un photon avec un matériau est une interaction Compton. Dans ce type de diffusion, le photon cède une partie de son énergie à un électron (énergie de recul). Par conservation de la quantité de mouvement, le photon est dévié d'un angle dépendant de son énergie initiale et de la perte dans l'interaction :

$$\varphi = \arccos \left[1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_r} - \frac{1}{E_{tot}} \right) \right], \quad (1.9)$$

où φ est l'angle de diffusion, $m_e c^2$ est l'énergie de masse de l'électron (511 keV), E_r est l'énergie transférée à l'électron (énergie de recul) et E_{tot} est l'énergie totale du photon incident. La reconstruction de l'angle de diffusion nécessite donc la connaissance de deux énergies : l'énergie de recul et l'énergie totale du photon incident. Ce principe est à la base des télescopes Compton, illustré par la figure 1.7. Le télescope est constitué de deux

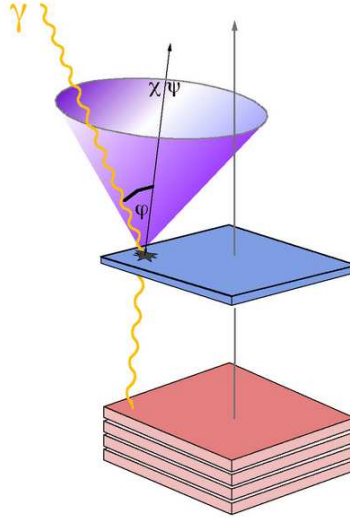


FIG. 1.7: Principe du télescope Compton. Au-dessus d'1 MeV, l'interaction la plus probable est une diffusion Compton. Connaissant les énergies déposées dans les deux plans de détection, la source du photon peut être localisée sur un cercle.

plans de détection. Le premier est optimisé pour provoquer une (et une seule!) interaction Compton et mesurer ainsi l'énergie de recul E_1 . Dans un deuxième temps, l'énergie résiduelle du photon est détectée E_2 . Dans le cas idéal, $E_r = E_1$ et $E_{tot} = E_1 + E_2$, l'angle de diffusion est donc ainsi reconstitué. D'autre part, la connaissance de la direction de diffusion (χ, ψ sur le schéma) doit être déterminée grâce à des détecteurs permettant de reconstruire la position de l'interaction dans les deux plans de détection (matrices de détecteurs et/ou intensités relatives de plusieurs photomultiplicateurs d'un même scintillateur). Connaissant ces trois angles (χ, ψ, φ), la direction de la source est contrainte sur un cercle (voir fig 1.7). La reconstruction de la direction exacte nécessite donc plusieurs observations suivant des angles de diffusion ou des énergies différentes. Notons que la connaissance de la direction de recul de l'électron permettrait de lever l'incertitude de révolution et fait l'objet de nombreux développements actuels des détecteurs Compton.

Deux techniques permettent de réduire considérablement le bruit de fond des télescopes Compton sans avoir recours à de lourds blindages :

- Afin de maximiser la probabilité d'interaction Compton, le premier plan de détection est généralement constitué d'un matériau léger (scintillateurs organiques). Une discrimination sur la forme du pulse détecté permet alors de rejeter les événements induits par les neutrons.
- L'événement dans le plan de diffusion doit précéder la détection dans le deuxième plan. Dès lors, les événements dont le *temps de vol* (temps entre les deux interactions) n'est pas compatible avec l'ordre et la distance des détecteurs sont rejetés.

Néanmoins, les énergies mesurées sont souvent incomplètes (interactions multiples dans le premier plan, dépôt partiel d'énergie dans le second) et induisent donc une incertitude dans la détermination de l'angle de diffusion φ . D'autre part, la direction de diffusion est elle aussi entachée d'une erreur due à la résolution spatiale des plans de détection. Ces erreurs conduisent à une précision angulaire de l'ordre de $2,0^\circ$ à 1 MeV et de $1,5^\circ$ au-dessus de 4 MeV (d'après Schönfelder [2001, p. 54]). Ces instruments possèdent cependant un très grand champ de vue (typ. 1 str), et sont donc bien adaptés à une cartographie globale du ciel γ .

Le dernier télescope spatial Compton, et le plus performant à ce jour, était l'instrument COMPTEL à bord du satellite CGRO, ayant volé de 1991 à 2000. La gamme d'énergie s'étendait de 0,7 à 30 MeV, sa résolution angulaire variant de $3,5^\circ$ à 500 keV jusqu'à $1,25^\circ$ à 10 MeV. Les surfaces géométriques du plan de diffusion étaient respectivement de 4200 et 8750 cm². Néanmoins, la surface efficace de l'instrument se réduit à 10 - 50 cm² (la valeur exacte dépend de la configuration des événements retenus ainsi que de leur énergie). Ces surfaces efficaces conduisent à des sensibilités de quelques 10^{-5} ph/s/cm² pour deux semaines d'observation. Schönfelder *et al.* [1993] propose une description détaillée de l'instrument COMPTEL.

Parmi les télescopes γ , les instruments Compton sont probablement ceux qui bénéficient du plus d'efforts dans le développement de détecteurs plus efficaces et avec une meilleure résolution angulaire. Néanmoins, si les télescopes Compton sont bien adaptés à une couverture globale du ciel, leur principe même ne semble pas aujourd'hui pouvoir aboutir à des résolutions angulaires inférieures à quelques dizaines de minutes d'arc (limite Doppler, voir Zoglauer et Kanbach [2003]).

1.2.2 Et ensuite ?

Depuis les années 1970, les générations successives de télescopes γ nous ont révélé un ciel jusque là inconnu, reflet des événements les plus violents de notre univers. Les derniers instruments (SIGMA, INTEGRAL, CGRO) marquent sûrement une transition entre l'époque des découvertes pionnières, qualitatives et l'analyse précise, quantitative des sources γ . De nouveaux instruments sont donc nécessaires, qui devront permettre à la fois de meilleures sensibilités et résolutions angulaires.

1.2.2.1 Les techniques “classiques”

Dans cette partie, nous allons présenter brièvement les voies d'améliorations des techniques actuelles (masques codés et Compton). Le domaine en énergie qui nous intéresse ici sont les rayons gamma de basse énergie, c.à.d d'une centaine de keV à quelques MeV.

Télescopes à masques codés Dans le domaine allant de quelques keV à quelques MeV, les meilleures performances sont atteintes par les télescope à masques codés. Cependant, ces techniques semblent avoir atteint leurs limites avec le satellite INTEGRAL, essentiellement en raison de la masse de blindage nécessaire et donc de l'augmentation du bruit de fond induit. D'autres utilisations des masques codés sont en développement. Citons par exemple les missions à haute résolution angulaire SWIFT (localisation des sursauts γ dans la bande 15-150 keV [Vigneau et Robinson, 2003]) et EXIST (couverture du ciel entre 5 et 600 keV [Grindlay *et al.*, 2003]) ainsi que le projet ECLAIRs, visant à étudier l'émission prompt des sursauts γ [Cordier *et al.*, 2003].

Télescopes Compton Le principe des télescopes Compton ne permettra sans doute pas d'obtenir de très bonnes résolutions angulaires associées à des grandes efficacités [Zoglauer et Kanbach, 2003]. Néanmoins, de nombreux progrès semblent pouvoir être faits. De plus, étant donnés les temps d'exposition nécessaires en astronomie γ (typ. deux semaines), le grand champ de vue de ces instruments permettent d'identifier “rapidement” un catalogue de sources pouvant ensuite être étudiées plus en détail par des télescopes avec de meilleures résolutions angulaires et/ou sensibilité (lentille γ par exemple. . .).

Les développements tendent à résoudre les problèmes inhérents aux concepts actuels, à savoir :

- l'ambiguïté sur la direction de la source (cercle d'incidence).
- l'imprécision sur l'angle de diffusion (résolution énergétique).
- l'imprécision sur la direction de diffusion (résolution spatiale des détecteurs).

Parmi les projets les plus aboutis actuellement, citons :

LXeGRIT Le principe de LXeGRIT (Liquid Xenon Gamma-Ray Imaging Telescope) est basé sur une enceinte de 10 L de Xenon liquide, entourée de photomultiplicateurs, contenant des grilles d'électrodes et soumis à un champ électrique [Aprile et Suzuki, 1989]. À partir des charges déposées sur les électrodes (chambre à fils) et de la mesure des photomultiplicateurs (scintillateur), le lieu des multiples interactions Compton (en 3D) ainsi que les dépôts d'énergie peuvent être mesurés. Les performances prédites d'un tel instrument sont une résolution angulaire de 2° , un champ de vue de 40° . La bande énergétique s'étend de 300 keV à 1 MeV avec une résolution de 6% à 1 MeV et une sensibilité à 3σ pour une raie de 3 à $6 \cdot 10^{-5}$ ph/s/cm². Un prototype à petite échelle de cet instrument a été testé au cours de trois campagnes ballon [Aprile *et al.*, 2001].

MEGA La résolution angulaire ainsi que la sensibilité d'un télescope Compton peuvent être significativement améliorées par la connaissance de l'azimut de l'interaction. Le projet MEGA (Medium Energy Gamma-ray Astronomy) utilise un empilement de couches de détecteurs silicium permettant une bonne localisation spatiale et énergétique des particules chargées. Lorsqu'un photon subit une interaction Compton

dans une des couches de silicium, l'énergie et surtout la trajectoire de l'électron de recul sont mesurées. Le photon dévié peut alors, soit faire une autre interaction Compton dans une autre couche et le processus se répète, soit déposer le reste de son énergie dans les calorimètres entourant le détecteur. Le principe est donc celui d'un télescope multiCompton avec une réduction du cercle d'incidence par la connaissance de la direction de l'électron de recul. De plus, le même principe est applicable au suivi de l'électron et du positron émis lors d'une production de paire dans une couche, permettant donc aussi de reconstituer l'énergie et la direction du photon incident. La bande en énergie couverte est de 300 keV - 50 MeV avec une résolution de 8%. La résolution angulaire envisagée est de 2° , un champ de vue de 130° et une surface efficace de 100 cm^2 (10 fois celle de COMPTEL). Un prototype à échelle réduite de MEGA doit prochainement être testé sous ballon stratosphérique (été 2004) [Kanbach *et al.*, 2003].

NCT NCT (Nuclear Compton Telescope) est un projet ballon d'étude des raies γ nucléaires dans la bande 0,2-15 MeV. Il est basé sur l'utilisation de détecteurs germanium de $38 \times 38 \times 15 \text{ mm}$ "strippés", c.à.d. pourvu d'électrodes (orthogonales) sur les deux plus grande faces et disposées tous les 2 mm. Ces électrodes permettent une détermination bidimensionnelle avec une précision de 2 mm, la différence de temps de détection entre les deux faces permettant une résolution de 0,5 mm suivant l'épaisseur. Ces détecteurs sont "empilés" suivant deux rangées 6 détecteurs. Les très bonnes résolutions spatiales et énergétiques de ces détecteurs permettent ainsi d'améliorer la sensibilité des télescopes Compton. Un vol stratosphérique de test de l'instrument est prévu durant le printemps 2004 [Boggs *et al.*, 2003]. À plus long terme, un télescope spatial comprenant 120 de ces détecteurs devraient afficher (à 1 MeV) une surface efficace de 194 cm^2 , une résolution énergétique de 2,5 keV, une résolution angulaire de 2° , un champ de vue de 0,5 str et une sensibilité de raie de $8 \cdot 10^{-7} \text{ ph/s/cm}^2$ [Boggs *et al.*, 2001].

1.2.2.2 La focalisation ?

Pour tous les télescopes présentés ici (Compton ou masque codé), la surface de détection est égale (ou supérieure) à la surface de collection. Dès lors, l'augmentation de la sensibilité et/ou de la résolution angulaire, passant par l'augmentation de la surface de collection, induit une augmentation du bruit de fond interne des détecteurs. Ces instruments ont donc des limites intrinsèques, et seuls de nouveaux concepts pourront permettre d'allier une résolution angulaire inférieure à la minute d'arc avec une sensibilité de raie meilleure que $10^{-6} \text{ ph/s/cm}^2$.

Dans tous les autres domaines de longueurs d'onde (radio aux X), la focalisation permet de découpler la surface collectrice de la surface de détection, augmentant ainsi le signal sans accroître le bruit de fond. Pendant des décennies, la focalisation des rayons γ a été considérée comme impossible, d'autres techniques devant alors être employées. Depuis quelques années néanmoins, cet objectif ne semble plus hors d'atteinte...

Extension des miroirs X Dans le domaine X jusqu'à quelques keV, la focalisation est possible grâce à des miroirs avec un excellent état de surface (quelques nanomètres

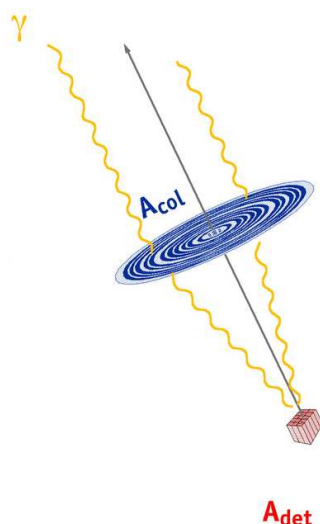


FIG. 1.8: Principe de la lentille γ . Les cristaux placés sur des anneaux concentriques focalisent le faisceau incident vers le détecteur. La surface collectrice (la lentille) pouvant être bien supérieure à la surface du détecteur, un gain substantiel en sensibilité est alors réalisable.

d'erreur), utilisés en incidence rasante. Ce type de miroir a démontré ses performances avec les satellites XMM et Chandra. Au-dessus de 10 keV et jusqu'à 100 keV, des miroirs multicouches sont développés : expériences ballons HEFT [Koglin *et al.*, 2003], InFOC μ S [Ogasaka *et al.*, 2003] ou le projet satellite XEUS [Okajima *et al.*, 2003]. Le principe de ces miroirs est de réaliser un empilement de couches fines (quelques centaines de μm) d'indices de réfraction différents. Le réseau ainsi défini permet la réflexion des rayons X suivant la relation de Bragg. La bande passante de ces miroirs pourrait probablement être augmentée jusqu'à 200 keV [Windt *et al.*, 2003], mais aucune technologie actuelle ne semble permettre de réaliser des miroirs focalisant au-delà de cette limite. Ajoutons que l'angle d'incidence de tels miroirs devient extrêmement faible à ces énergies. En conséquence, la surface efficace par miroir est très faible comparée à sa surface "physique". Cette technique requiert donc l'assemblage concentrique et précis d'un grand nombre de miroirs très longs ainsi qu'une distance focale importante (plusieurs dizaines de mètres).

La lentille gamma La lentille γ étant le sujet principal de ce manuscrit, nous ne la décrivons pas en détail ici. Mentionnons simplement que son principe est basé sur la diffraction de Bragg sur des plans cristallins (une sorte de miroir multicouche à l'échelle atomique). Montés sur des anneaux concentriques, ils permettent de faire converger un faisceau γ incident, parallèle, vers un point focal, où est placé le détecteur (cf. fig 1.8) [Smither, 1982]. La lentille γ est aujourd'hui le projet le plus abouti concernant la focalisation des rayons γ au-dessus de 100 keV. Deux vols stratosphériques ont été effectués à partir d'un prototype réalisé à l'Argonne National Laboratory et au CERN [Naya *et al.*, 1996 ; Kohnle *et al.*, 1998 ; Laporte *et al.*, 2000] et ont démontré la validité du concept de lentille γ [Halloin *et al.*, 2003a, 2004].

À plus long terme, une lentille γ embarquée sur satellite (projet MAX, cf §5.2.2,

page 211) permettrait une observation simultanée dans deux bandes de 100 keV centrées sur la raie du ^{56}Co à 847 keV et la raie d'annihilation à 511 keV, avec des sensibilités de quelques 10^{-7} à 10^{-6} ph/s/cm², une résolution angulaire de 1 minute d'arc et une résolution énergétique de 0,2%.

La lentille de Fresnel Dans un avenir plus lointain, le projet de lentille Fresnel permettrait d'obtenir des résolutions angulaires et des sensibilités de plusieurs ordres de grandeurs meilleures que les télescopes actuels. L'indice de réfraction des matériaux pour les rayons γ est très légèrement inférieur à 1. Dès lors, il est possible de les focaliser de manière "classique" avec une lentille de Fresnel, le détecteur étant placé au foyer. Le seul point délicat d'un tel instrument est de maintenir le détecteur sur la ligne de visée, environ 10^6 km derrière la lentille. Ce problème n'est pas aussi insoluble qu'il n'y paraît et doit aussi être résolu pour d'autres missions telles que le projet MAXIM d'interférométrie X spatiale [Lieber *et al.*, 2003]. Cette distance focale pose aussi des difficultés dans la conception de tests au sol même si des solutions commencent à être dégagées [Skinner, 2001, 2002]. Les performances d'un tel instrument, prenant pleinement partie de la courte longueur d'onde des rayons γ , seraient sans commune mesure avec les capacités des télescopes actuels : efficacité de collection supérieure à 90%, résolution angulaire de 0,7 micro-arc secondes, sensibilité de raie de $2 \cdot 10^{-9}$ ph/s/cm² [Skinner *et al.*, 2003].

Chapitre 2

La lentille gamma

Nous venons de décrire dans quel cadre se situe le développement de la lentille gamma. Ainsi qu'il a déjà été mentionné, la focalisation des rayonnements de hautes énergies est une des voies les plus prometteuses dans le développement des futurs instruments d'observation en rayonnement gamma. Dans ce chapitre, nous allons voir comment l'idée d'une lentille gamma a pris forme au CESR : des principes théoriques aux mesures en laboratoire de cette première lentille pour l'astrophysique des hautes énergies.

2.1 Principes théoriques de la lentille

Afin de focaliser les rayonnements γ , il faut tout d'abord pouvoir les dévier dans une direction bien déterminée. Les moyens de focalisation utilisés actuellement pour l'observation astrophysique sont inopérants pour les photons de haute énergie et il a donc longtemps été considéré comme impossible d'utiliser une "lentille" pour observer des sources γ . Cependant, pour étudier la structure cristalline de certains matériaux, les cristallographes connaissent et utilisent depuis longtemps la diffraction des rayons X dans les cristaux. Ce phénomène, appelé diffraction de Bragg, est à la base de la lentille γ présentée ici.

2.1.1 Rappels de cristallographie

Les notions de cristallographie de ce chapitre sont principalement issues de Guinier [1956] et Kittel [1986]. Le lecteur curieux de plus d'informations s'orientera vers ces deux ouvrages de référence...

2.1.1.1 Définition d'un cristal

Les atomes d'un solide peuvent s'arranger sous deux états : amorphe ou cristallisé. Dans le cas d'un matériau amorphe, les atomes sont répartis "au hasard" dans le solide, sans structure particulière : c'est le cas, notamment, du verre. Les solides cristallisés, quant à eux, sont composés d'un agrégat de *cristaux* collés les uns aux autres et dont la taille est très variable (de quelques nanomètres à plusieurs centimètres). Les atomes d'un cristal sont rangés de façon régulière et périodique, ce qui leur confère des propriétés

physico-chimiques particulières. Une de leurs caractéristiques, notamment, est de posséder des comportements discontinus aux transitions de phase solide-liquide ou solide-gaz, contrairement aux matériaux amorphes (p.ex, le verre devient pâteux avant d'être liquide).

Un cristal idéal est donc constitué de la répétition spatiale d'une structure tridimensionnelle. Ainsi, à tout point de ce cristal, on peut faire correspondre une infinité d'autres points de telle sorte que les atomes environnants soient identiques, aux mêmes distances et dans les mêmes directions.

Cette périodicité spatiale s'exprime par l'existence de trois vecteurs (non-coplanaires) \vec{a} , \vec{b} et \vec{c} tels que la structure cristalline soit globalement invariante par les translations $u\vec{a} + v\vec{b} + w\vec{c}$, où u , v et w sont des entiers quelconques. L'ensemble des points (ou nœuds) ainsi obtenus forme un réseau construit sur les vecteurs \vec{a} , \vec{b} et \vec{c} . Le parallélépipède (pas forcément rectangle ...) défini par ces trois vecteurs est appelé maille du réseau cristallin. Si on appelle V_c le volume de la maille ($V_c = \vec{a} \cdot \vec{b} \wedge \vec{c}$), il existe un ensemble de vecteurs \vec{a} , \vec{b} et \vec{c} tels que V_c soit minimal : on parle alors de maille élémentaire, chaque maille élémentaire possède 8 nœuds partagés avec 8 mailles voisines, soit 1 nœud par maille. On choisit généralement pour représenter un réseau la maille la plus simple possible, dont toutes les arêtes sont courtes. Dans certains cas, la maille choisie n'est pas forcément élémentaire et chaque maille possède plus d'un nœud (nous verrons plus loin que les structures cristallines *cubique centrée* et *cubique faces centrées* sont de ce type).

Pour les structures tridimensionnelles, 14 types de réseaux (appelés réseaux de Bravais) existent. Ces réseaux sont eux-mêmes classifiés en sept systèmes, suivant la forme de la maille de base. Ces différents types de réseau sont listés dans la table 2.1, où α , β et γ sont respectivement les angles entre \vec{a} et \vec{b} , \vec{b} et \vec{c} , \vec{a} et \vec{c} .

Système	Nombre de réseaux	Conditions sur la maille
Triclinique	1	$a \neq b \neq c; \alpha \neq \beta \neq \gamma$
Monoclinique	2	$a \neq b \neq c; \alpha = \beta = 90^\circ \neq \gamma$
Orthorhombique	4	$a \neq b \neq c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Tétragonal (Quadratique)	2	$a = b \neq c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Cubique	3	$a = b = c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Trigonal (Rhomboédrique)	1	$a = b = c; \alpha = \beta = \gamma < 120^\circ \neq 90^\circ$
Hexagonal	1	$a = b \neq c; \alpha = \beta = 90^\circ; \gamma = 120^\circ$

TAB. 2.1: Réseaux de Bravais

Le système cubique (base des mailles cristallines utiles à notre étude) possède donc trois variantes : cubique simple, cubique centrée et cubique faces centrées. Ces mailles cubiques sont représentées en figure 2.1 et leurs caractéristiques dans la table 2.2. Dans cette table, la compacité est la proportion maximale du volume pouvant être occupée par des sphères dures aux nœuds de la maille. La compacité maximale est de $\frac{\pi}{6}\sqrt{2} \approx 0.740$. Notons que seule la maille cubique simple est une maille élémentaire.

Nous avons vu jusqu'à présent des réseaux cristallins dont l'élément de base était un atome (ou groupe d'atome) isolé. En fait la structure cristalline est souvent le résultat de l'imbrication de plusieurs de ces réseaux "élémentaires". Parmi ces structures, on distingue notamment :

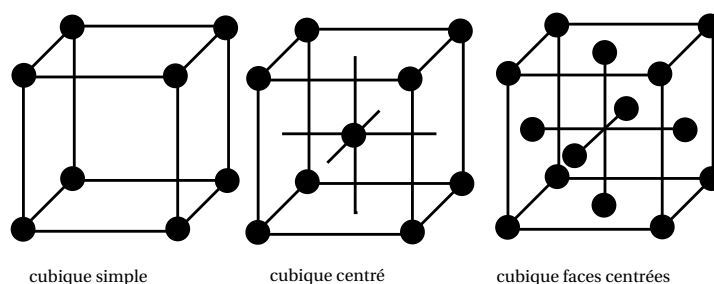


FIG. 2.1: Mailles cubiques usuelles

	Simple	Centrée	Faces centrées
Volume (maille usuelle)	a^3	a^3	a^3
Nombre de nœud par maille	1	2	4
Volume (maille élémentaire)	a^3	$\frac{1}{2}a^3$	$\frac{1}{4}a^3$
Nombre de plus proches voisins	6	8	12
Distance des plus proches voisins	a	$\frac{\sqrt{3}}{2}a$	$\frac{\sqrt{2}}{2}a$
Compacité	$\frac{\pi}{6} \approx 0.524$	$\frac{\pi}{8}\sqrt{3} \approx 0.680$	$\frac{\pi}{6}\sqrt{2} \approx 0.740$

TAB. 2.2: Caractéristiques des mailles cubiques

- le chlorure de sodium (NaCl ou sel...) : constitué de deux mailles cubiques faces centrées décalées d'une demie-diagonale.
- la structure hexagonale compacte : structure hexagonale à deux atomes (aussi représentable avec une maille cubique faces centrées).
- la structure diamant : maille cubique faces centrées avec deux bases atomiques identiques situées en $(0;0;0)$ et $(\frac{1}{4};\frac{1}{4};\frac{1}{4})$. Elle est représentée en figures 2.2 (projection 2D) et 2.3 page suivante (représentation tridimensionnelle). Les atomes avec quatre liaisons covalentes (colonne IV de la table périodique des éléments : C, Si, Ge, Sn) peuvent cristalliser sous cette forme.

Enfin, le tableau 2.3 regroupe quelques informations cristallographiques sur des éléments utiles à notre étude.

Elément	Symbole	Type de maille	Paramètre de maille (Å)
Carbone	C	Diamant	3,56679
Cuivre	Cu	Cubique faces centrées	3,61496
Silicium	Si	Diamant	5,43070
Germanium	Ge	Diamant	5,65735

TAB. 2.3: Propriétés cristallographiques de quelques éléments

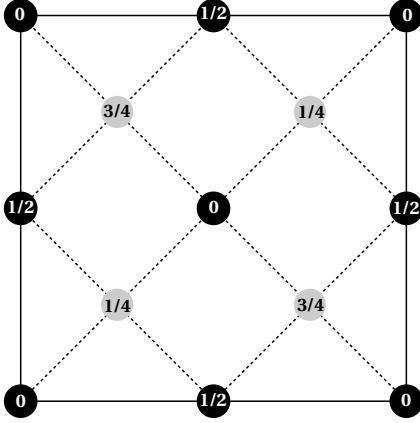


FIG. 2.2: Positions des atomes dans une maille diamant. Les fractions représentent la hauteur de l'atome par rapport à la taille du cube.

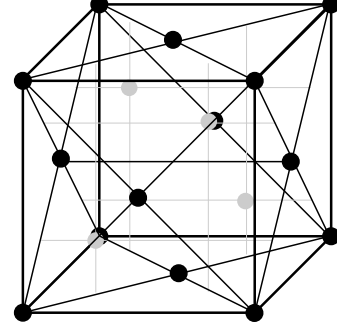


FIG. 2.3: Représentation tridimensionnelle d'une maille diamant.

2.1.1.2 Plans réticulaires d'un cristal

Il est possible de regrouper les nœuds d'un réseau en plans parallèles et équidistants : deux rangées parallèles définissent un plan qui contient une infinité d'autres rangées analogues. Toutes les rangées du réseau se regroupent en une série de plans identiques, parallèles, équidistants. L'ensemble forme une famille de *plans réticulaires*, la distance entre deux plans voisins est la distance interréticulaire. Considérons une maille élémentaire dont les arêtes ont été choisies comme axes du réseau et une famille quelconque de plans réticulaires. Un de ces plans passe par l'origine ; un autre par l'extrémité du segment $O + \vec{a}$: entre ces deux plans s'intercalent un certain nombre (entier, soit h) de plans intermédiaires et équidistants, coupant l'axe \vec{a} en h segments de longueur $\frac{a}{h}$. De même, ils coupent les axes \vec{b} et \vec{c} en, respectivement, k et l segments. Les trois nombres entiers (hkl) définissent le plan considéré et sont appelés *indices du plan* ou *indices de Miller*. Une direction particulière dans un cristal (passant par deux nœuds) est notée $[uvw]$, où u , v et w sont les trois plus petits entiers permettant de représenter un vecteur de même direction (ainsi, l'axe \vec{a} de la maille est la direction $[100]$). La figure 2.4 représente quelques plans importants dans un cristal de maille cubique. Si on note \vec{e}_\perp , le vecteur unitaire orthogonal au plan (hkl) , la distance interréticulaire est donnée par :

$$d_{hkl} = \frac{\vec{a} \cdot \vec{e}_\perp}{h} = \frac{\vec{b} \cdot \vec{e}_\perp}{k} = \frac{\vec{c} \cdot \vec{e}_\perp}{l} \quad (2.1)$$

Dans les mailles cubiques, la direction $[hkl]$ est perpendiculaire au plan (hkl) de mêmes indices, mais ce n'est généralement pas le cas pour d'autres systèmes cristallins. Toujours pour les mailles cubiques, la distance entre les plans cristallins d'indices (hkl) est donnée par $d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2+k^2+l^2}}$.

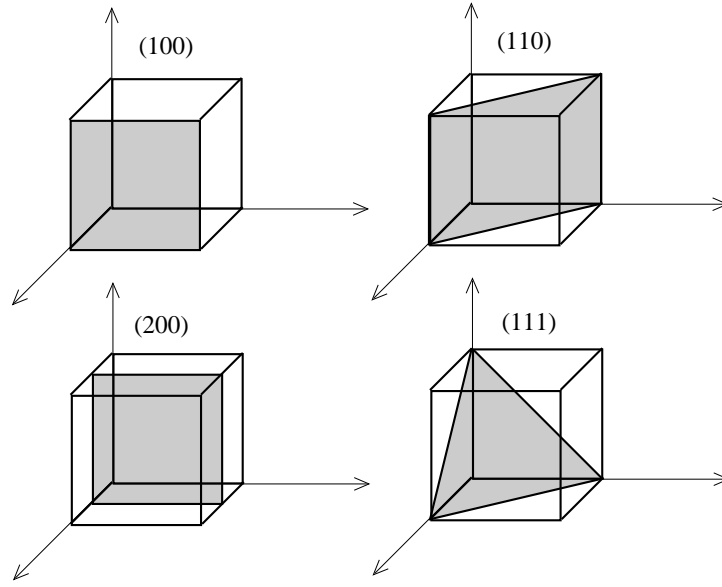


FIG. 2.4: Différents plans réticulaires pour une maille cubique

2.1.1.3 Le réseau réciproque

Nous nous proposons dans ce chapitre de trouver une méthode de représentation des plans réticulaires, grâce à leurs direction normale et distance interréticulaire. Pour cela, nous allons construire une base vectorielle analogue à $(\vec{a}, \vec{b}, \vec{c})$, que l'on notera $(\vec{a}^*, \vec{b}^*, \vec{c}^*)$, et où chaque plan est représenté par un vecteur. Le réseau de points bâti sur $(\vec{a}^*, \vec{b}^*, \vec{c}^*)$ est appelé *réseau réciproque*. Dans cet espace dual, on définit \vec{a}^* comme le vecteur orthogonal à \vec{b} et \vec{c} (c.à.d le plan (100)) et de longueur égale à l'inverse de la projection de \vec{a} sur la normale au plan. En termes vectoriels, cela s'exprime par les trois relations :

$$\vec{a}^* \cdot \vec{a} = 1 \quad \vec{a}^* \cdot \vec{b} = 0 \quad \vec{a}^* \cdot \vec{c} = 0 \quad (2.2a)$$

On définit de même les vecteurs \vec{b}^* et \vec{c}^* :

$$\vec{b}^* \cdot \vec{a} = 0 \quad \vec{b}^* \cdot \vec{b} = 1 \quad \vec{b}^* \cdot \vec{c} = 0 \quad (2.2b)$$

$$\vec{c}^* \cdot \vec{a} = 0 \quad \vec{c}^* \cdot \vec{b} = 0 \quad \vec{c}^* \cdot \vec{c} = 1 \quad (2.2c)$$

D'autre part, si V_c est le volume de la maille ($V_c = \vec{a} \cdot \vec{b} \wedge \vec{c}$) alors (2.2) se ramène à :

$$\vec{a}^* = \frac{\vec{b} \wedge \vec{c}}{V_c} \quad (2.3a)$$

$$\vec{b}^* = \frac{\vec{c} \wedge \vec{a}}{V_c} \quad (2.3b)$$

$$\vec{c}^* = \frac{\vec{a} \wedge \vec{b}}{V_c} \quad (2.3c)$$

En notant V_c^* le volume de la maille dans le réseau réciproque, on montre que $V_c^* V_c = 1$.

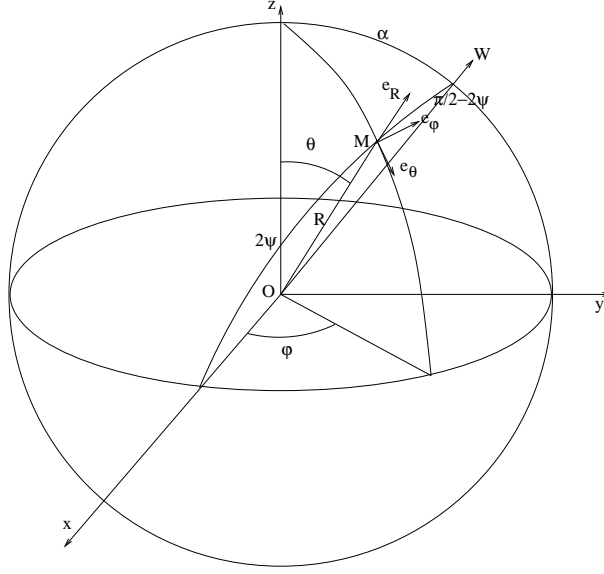


FIG. 2.5: Coordonnées sphériques.

L'intérêt du réseau réciproque provient du fait que ce qui est vrai pour sa base $(\vec{a}^*, \vec{b}^*, \vec{c}^*)$ est vrai pour un vecteur quelconque. En d'autres termes, le vecteur $\vec{r}_{hkl}^* = h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^*$ est le vecteur orthogonal au plan (hkl) et dont la norme vaut l'inverse de la distance inter-réticulaire d_{hkl} . Il est aussi remarquable que les angles sont conservés dans le réseau réciproque : si α est l'angle entre \vec{v} et \vec{w} alors l'angle entre \vec{v}^* et \vec{w}^* est aussi α .

2.1.2 Diffraction des rayons X dans les cristaux

Dans ce chapitre, nous allons présenter les fondements théoriques de la diffraction des rayons X dans les cristaux. Ce phénomène étant à la base de la conception de la lentille, il est nécessaire de bien le comprendre et d'en discerner les limitations. Pour une étude plus détaillée de la diffraction des rayons X, le lecteur se référera à Guinier [1956] et Zachariasen [1945]. Sous l'effet d'une onde électromagnétique, un électron va osciller et émettre en retour un *champ diffusé* de même longueur d'onde. En général, les champs diffusés sont très faibles et ne peuvent être mesurés. Cependant, la distance des plans réticulaires étant du même ordre de grandeur que la longueur d'onde des rayonnements X et γ , il existe des directions privilégiées pour lesquelles les champs diffusés vont interférer constructivement et devenir ainsi bien plus intenses. C'est ce phénomène de *diffusion cohérente* que nous allons étudier ici plus avant.

2.1.2.1 Diffusion des rayons X par un électron

Par la suite, on note (R, θ, φ) les coordonnées sphériques d'axe Oz du point M, repéré par $\overrightarrow{OM} = \vec{R}$, et $(\vec{e}_R, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$ la base orthonormée correspondante (cf. figure 2.5). Soit une onde électromagnétique, plane, monochromatique se propageant suivant l'axe Ox de champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 e^{i(k_0 x - \omega t - \varphi_0)} \vec{e}_z$ en notation complexe. Suivant cette expression, $\vec{E}(\vec{r}, t)$ est polarisé linéairement suivant Oz. Sur la figure 2.5, l'angle α indique

l'orientation de cette polarisation par rapport à une direction (\overrightarrow{OW}) fixe dans le repère de l'observateur et perpendiculaire à la direction de propagation. En négligeant la pulsation propre de l'électron (soumis à la force de rappel de l'atome) par rapport à celle du rayonnement incident, l'électron peut être considéré comme libre et soumis au seul champ électrique. Dans ce cas, l'électron a un mouvement donné par $\vec{r} = \frac{e}{m\omega^2}\vec{E}$ et le champ diffusé vaut donc :

$$\vec{E}_l(\vec{R}, t) = -\frac{\mu_0 e^2}{4\pi R m} E_0 e^{i(k_0 x - \omega(t - \frac{R}{c}) - \varphi_0)} \sin \theta \vec{e}_\theta \quad (2.4)$$

L'intensité diffractée est alors donnée par la moyenne temporelle de la norme du vecteur de Poynting $\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$. Puisque nous avons une onde plane, $\Pi = \frac{E^2}{\mu_0 c}$ donc $\langle \Pi \rangle_t = \frac{E^2}{2\mu_0 c}$. On en déduit que, si I_0 est l'intensité du faisceau incident et I_e celle du faisceau diffusé, nous avons :

$$I_e = \left(\frac{\mu_0 e^2 \sin \theta}{4\pi R m} \right)^2 I_0 \quad (2.5)$$

Remarquons qu'en se plaçant dans le système cgs, $e_{[esu]} = \sqrt{\frac{\mu_0}{4\pi}} c e_{[Coulomb]}$, et l'équation 2.5 devient :

$$I_e = \left(\frac{e^2 \sin \theta}{R m c^2} \right)^2 I_0 \quad (2.6)$$

Pour éviter les confusions, et en remarquant que $\frac{\mu_0 e^2}{4\pi m} = r_e \approx 2,817941 \cdot 10^{-15} m$ est le rayon classique de l'électron, on exprimera cette relation sous la forme :

$$I_e = \left(\frac{r_e \sin \theta}{R} \right)^2 I_0 \quad (2.7)$$

Un peu de trigonométrie sphérique permet de relier θ , α et ψ (cf. figure 2.5), où 2ψ est l'angle de diffusion (angle entre la direction incidente, \overrightarrow{Ox} , et la direction diffusé, \overrightarrow{OM}) : $\cos \theta = \sin 2\psi \cos \alpha$, d'où $\sin^2 \theta = 1 - \sin^2 2\psi \cos^2 \alpha$.

En règle générale, le faisceau X n'est pas polarisé et il faut donc prendre la valeur moyenne de $\sin^2 \theta$ par rapport à α : $\langle \sin^2 \theta \rangle_\alpha = 1 - \frac{\sin^2 2\psi}{2} = \frac{1 + \cos^2 2\psi}{2}$. On en déduit l'intensité moyenne diffusée par un électron libre :

$$I_e = \left(\frac{r_e}{R} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 2\psi}{2} I_0 \quad (2.8)$$

2.1.2.2 Diffusion des rayons X par un atome

Considérons maintenant un atome possédant Z électrons (considérés libres) occupant les positions moyennes $\vec{r}_j, j \in [1, Z]$. Avec le même raisonnement que précédemment, l'onde diffusée par l'électron j vaut :

$$\vec{E}_j(\vec{R}, t) = -\frac{\mu_0 e^2}{4\pi \|\vec{R} - \vec{r}_j\| m} E_0 e^{i(\vec{k}_0 \cdot (\vec{R} - \vec{r}_j) - \omega(t - \frac{\|\vec{R} - \vec{r}_j\|}{c}) - \varphi_0)} \sin \theta \vec{e}_\theta \quad (2.9)$$

Puisque $R \gg r_j$, cette équation se ramène à :

$$\vec{E}_j(\vec{R}, t) = \vec{E}_l(\vec{R}, t) e^{-i(\vec{k} - \vec{k}_0) \cdot \vec{r}_j}, \vec{k} = k_0 \vec{e}_R \quad (2.10)$$

L'onde diffusée totale est donc la somme des contributions des différents électrons :

$$\vec{E}_a(\vec{R}, t) = \vec{E}_l(\vec{R}, t) \sum_{j=1}^Z e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{r}_j}, \vec{Q} = \vec{k} - \vec{k}_0 \quad (2.11)$$

Par le même raisonnement qui nous a amené à l'équation 2.8, l'intensité moyenne diffractée par un atome est :

$$I_a = \left| \sum_{j=1}^Z e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{r}_j} \right|^2 I_e = \left(Z + \sum_{j \neq k} e^{-i\vec{Q} \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_k)} \right) I_e \quad (2.12)$$

Les électrons se déplacent au cours du temps dans un volume V avec un mouvement lent devant la pulsation de l'onde incidente mais rapide comparé au temps d'observation. Il est donc nécessaire de moyenner I_a sur l'ensemble des positions des électrons supposés indépendants. Pour cela, on introduit $p_j(\vec{r})d\tau$ la probabilité pour l'électron j de se trouver dans le volume $d\tau$ autour de \vec{r} , avec $\iiint_V p_j(\vec{r})d\tau = 1$, et $\rho(\vec{r}) = \sum_{j=1}^Z p_j(\vec{r})$ la densité électronique totale. On pose, de plus :

$$\begin{aligned} \Phi_j(\vec{Q}) &= \iiint_V p_j(\vec{r}) e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{r}} d\tau \\ F(\vec{Q}) &= \iiint_V \rho(\vec{r}) e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{r}} d\tau = \sum_{j=1}^Z \Phi_j(\vec{Q}) \end{aligned}$$

$\Phi_j(\vec{Q})$ représente le facteur de diffusion de l'électron j et $F(\vec{Q})$ le facteur de diffusion atomique. En supposant une distribution électronique à symétrie sphérique ($\rho(\vec{r}) = \rho(r)$), et en appelant β l'angle entre \vec{Q} et \vec{r} , on a :

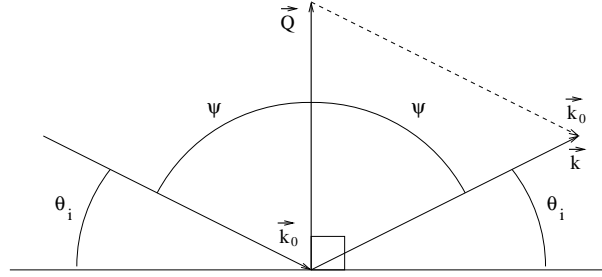
$$F(\vec{Q}) = 2\pi \int_0^\pi \int_0^{+\infty} r^2 \rho(r) e^{-iQr \cos \beta} \sin \beta dr d\beta \quad (2.13)$$

Dans ce cas, $F(\vec{Q})$ est réel. En effet, la partie imaginaire de l'intégrande est symétrique par rapport au point $(\frac{\pi}{2}; 0)$ donc son intégration sur β est nulle.

D'autre part, $\vec{Q} = \vec{k} - \vec{k}_0$, où \vec{k}_0 est le vecteur d'onde du faisceau incident et $\vec{k} = k_0 \vec{e}_R$ le vecteur d'onde du faisceau diffracté. Un calcul simple (voir figure 2.6) montre que (avec $\theta_i = \frac{\pi}{2} - \psi$, $2\theta_i$ est l'angle entre \vec{k} et \vec{k}_0) :

$$Q = 2k_0 \sin \theta_i = 4\pi \frac{\sin \theta_i}{\lambda_0} \quad (2.14)$$

Cela montre que le facteur de diffusion atomique ne dépend que de $\frac{\sin \theta_i}{\lambda_0}$. Nous verrons ensuite que θ_i est en fait l'angle d'incidence sur le plan cristallin. Les équations 2.13 et 2.14 montrent que $f = |F(\vec{Q})| = 1$ pour $\theta_i = 0$ et décroît quand θ_i augmente. On montre en fait que f décroît d'autant plus vite que le nuage électronique est étendu (pour un même nombre d'électrons). Ainsi, la diffusion cohérente n'est notable qu'au voisinage de

FIG. 2.6: Schématisation de $\vec{Q} = \vec{k} - \vec{k}_0$

la direction incidente (θ_i petit). Le calcul de f peut se faire de manière théorique (méthode de Hartree et Thomas-Fermi) ou à partir de tables. Dans ce dernier cas, f se calcule par :

$$f = c + \sum_{i=1}^4 a_i e^{-b_i \left(\frac{\sin \theta_i}{\lambda_0} \right)^2} \quad (2.15)$$

Le tableau 2.4 donne les coefficients c , a_i et b_i (en \AA^2) tirés de Cromer et Waber [1974] pour quelques éléments.

Element	a_1	a_2	a_3	a_4	c	b_1	b_2	b_3	b_4
Carbone	2,3100	1,0200	1,5886	0,8650	0,21560	20,8439	10,2075	0,5687	51,6512
Cuivre	13,3380	7,1676	5,6158	1,6735	1,1910	3,5828	0,2470	11,3966	64,8126
Silicium	5,6627	3,0716	2,6245	1,3932	1,2471	2,6652	38,6634	0,9169	93,5458
Germanium	16,0816	6,3747	3,7068	3,6830	2,1313	2,8509	0,2516	11,4468	54,7625

TAB. 2.4: Coefficients de diffusion atomique

Avec ces notations, nous avons :

$$\langle e^{-i\vec{Q} \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_k)} \rangle = \iiint_V \iiint_V p_j(\vec{r}) p_k(\vec{r}') e^{-i\vec{Q} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')} d\tau d\tau' = \Phi_j(\vec{Q}) \overline{\Phi_k(\vec{Q})} \quad (2.16)$$

d'où :

$$\begin{aligned} I_{tot} &= \langle I_a \rangle = \left(Z + \sum_{j \neq k} \Phi_j(\vec{Q}) \overline{\Phi_k(\vec{Q})} \right) I_e \\ &= \left(\sum_{j=1}^Z \left[1 - |\Phi_j(\vec{Q})|^2 \right] + \left| \sum_{k=1}^Z \Phi_k(\vec{Q}) \right|^2 \right) I_e \\ &= \left(\sum_{j=1}^Z \left[1 - |\Phi_j(\vec{Q})|^2 \right] + f^2 \right) I_e \end{aligned} \quad (2.17)$$

Cette équation peut être mise sous la forme $I_{tot} = I_{inc} + I_{coh}$ avec :

$$I_{inc} = \sum_{j=1}^Z \left[1 - |\Phi_j(\vec{Q})|^2 \right] I_e \quad (2.18)$$

$$I_{coh} = f^2 I_e \quad (2.19)$$

I_{coh} est l'intensité relative à la somme des ondes diffusées, c'est donc un terme de *diffusion cohérente*. A contrario, I_{inc} se calcule en sommant les intensités, c'est donc un terme de *diffusion incohérente* ou *diffusion Compton*.

2.1.2.3 Diffusion des rayons X par une maille cristalline

Maintenant que nous avons calculé l'onde diffusée par un atome, nous pouvons nous intéresser au faisceau diffracté par une maille cristalline. Soit donc un ensemble de n atomes formant une maille, de base $(\vec{a}, \vec{b}, \vec{c})$. Les positions des atomes sont alors définies par $\vec{N}_m = u_m \vec{a} + v_m \vec{b} + w_m \vec{c}$, où $(u_m, v_m, w_m)_{m \in [1, n]}$ sont les coordonnées des différents atomes exprimées dans la base $(\vec{a}, \vec{b}, \vec{c})$. Le champ électrique diffusé par la maille est alors :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{maille} &= \vec{E}_l \sum_{m=1}^n \sum_{j=1}^Z e^{-i\vec{Q} \cdot (\vec{N}_m + \vec{r}_{m,j})} \\ &= \vec{E}_l \sum_{m=1}^n \left[e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{N}_m} \sum_{j=1}^Z e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{r}_{m,j}} \right] \end{aligned} \quad (2.20)$$

Dans cette équation, $\vec{r}_{m,j}$ représente la position de l'électron j dans l'atome m . En calculant l'intensité diffusée par la même méthode que pour un atome et en séparant l'expression obtenu suivant les cas d'égalité des indices, on obtient :

$$\begin{aligned} S_{maille} = \frac{I_{maille}}{I_e} &= nZ + \sum_{m=1}^n \sum_{j \neq j'} e^{-i\vec{Q} \cdot (\vec{r}_{m,j} - \vec{r}_{m,j'})} \\ &+ \sum_{m \neq m'} \left[e^{-i\vec{Q} \cdot (\vec{N}_m - \vec{N}_{m'})} \sum_{j=1}^Z e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{r}_{m,j}} \sum_{j'=1}^Z e^{i\vec{Q} \cdot \vec{r}_{m',j'}} \right] \end{aligned} \quad (2.21)$$

Le deuxième terme de cette équation a déjà été traité dans le cas de l'atome, d'où :

$$\begin{aligned} \langle S_{maille,2} \rangle &= \sum_{m=1}^n \sum_{j \neq j'} \langle e^{-i\vec{Q} \cdot (\vec{r}_{m,j} - \vec{r}_{m,j'})} \rangle \\ &= \sum_{m=1}^n \sum_{j=1}^Z \left| \Phi_{m,j}(\vec{Q}) \right|^2 + \sum_{m=1}^n f_m^2 \end{aligned} \quad (2.22)$$

Pour calculer le troisième terme de 2.21, on peut le ré-écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \langle S_{maille,3} \rangle &= \sum_{m=1}^n \left[e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{N}_m} \sum_{j=1}^Z \langle e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{r}_{m,j}} \rangle \right] \\ &\times \sum_{m'=1}^n \left[e^{i\vec{Q} \cdot \vec{N}_{m'}} \sum_{j'=1}^Z \langle e^{i\vec{Q} \cdot \vec{r}_{m',j'}} \rangle \right] \\ &- \sum_{m=1}^n \left[\sum_{j=1}^Z \langle e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{r}_{m,j}} \rangle \sum_{j'=1}^Z \langle e^{i\vec{Q} \cdot \vec{r}_{m,j'}} \rangle \right] \end{aligned} \quad (2.23)$$

Ce qui donne, à partir de la définition de $F(\vec{Q})$:

$$\langle S_{maille,3} \rangle = \left| \sum_{m=1}^n e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{N}_m} F_m(\vec{Q}) \right|^2 - \sum_{m=1}^n |F_m(\vec{Q})|^2 \quad (2.24)$$

Finalement, en regroupant tous les termes :

$$\langle S_{maille} \rangle = \sum_{m=1}^n \left(\sum_{j=1}^Z \left[1 - |\Phi_{m,j}(\vec{Q})|^2 \right] \right) + \left| \sum_{m=1}^n e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{N}_m} F_m(\vec{Q}) \right|^2 \quad (2.25)$$

On reconnaît là aussi un terme de diffusion incohérente et un terme de diffusion cohérente. Puisque $F_m(\vec{Q}) = f_m \in \mathbb{R}$, l'expression de I_{coh} est identique à celle trouvée en 2.19 en remplaçant f par le nombre complexe :

$$F_s(\vec{Q}) = \sum_{m=1}^n e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{N}_m} f_m \quad (2.26)$$

F_s est appelé facteur de structure et permet de prendre en compte les interférences dues à l'agencement des atomes dans la maille.

2.1.2.4 Effet de l'agitation thermique dans les cristaux

Les atomes d'un corps solide sont animés de vibrations dont l'amplitude croît avec la température. Cette agitation n'est jamais nulle même au zéro absolu, et, en toute rigueur, il n'est jamais possible d'appliquer à la diffraction des rayons X la théorie simple fondée sur la position des atomes aux nœuds d'un réseau régulier fixe. Ainsi, pour la prévision de l'intensité des faisceaux diffractés, il est nécessaire d'introduire un facteur correctif que nous allons estimer.

On peut modéliser l'agitation thermique par un déplacement isotrope, aléatoire $\vec{\Delta r}_m$ dépendant de la température et de la nature de l'atome en chaque point de la maille. On peut aussi raisonnablement faire les hypothèses suivantes :

1. Les mouvements thermiques des atomes sont indépendants
2. L'échelle de temps des mouvements thermiques est grande devant la fréquence de l'onde incidente, mais courte devant le temps d'observation.
3. La valeur moyenne de $\vec{\Delta r}_m$ sur l'ensemble des atomes est égale à la moyenne temporelle de $\vec{\Delta r}_m$ pour un atome
4. L'amplitude des déplacements est petite devant $\frac{\lambda_0}{4\pi}$

Avec ces hypothèses, l'onde diffusée moyenne est la moyenne des ondes de diffusion cohérentes émises par les atomes de la maille dans toutes les configurations possibles. Cela revient à ré-écrire le facteur de structure sous la forme :

$$\langle F_{s,th}(\vec{Q}) \rangle = \sum_{m=1}^n e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{N}_m} \langle e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{\Delta r}_m} \rangle f_m \quad (2.27)$$

L'hypothèse 4 nous permet de dire :

$$\langle e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{\Delta r}_m} \rangle \approx 1 - i\vec{Q} \cdot \langle \vec{\Delta r}_m \rangle - \frac{1}{2} \langle |\vec{Q} \cdot \vec{\Delta r}_m|^2 \rangle \quad (2.28)$$

$\vec{\Delta r}_m$ représentant l'écart par rapport à la position moyenne, $\langle \vec{\Delta r}_m \rangle = \vec{0}$. D'autre part, si on appelle ΔR_m l'amplitude moyenne des fluctuations pour l'atome m , l'hypothèse d'une agitation isotrope nous donne (projection de l'amplitude moyenne sur un axe donné) :

$$\begin{aligned} \langle |\vec{Q} \cdot \vec{\Delta r}_m|^2 \rangle &= Q^2 \frac{\Delta R_m^2}{3} \\ &= \frac{16\pi^2 \sin^2 \theta_i \Delta R_m^2}{3\lambda_0^2} \quad \text{d'après 2.14} \end{aligned} \quad (2.29)$$

On met alors généralement $\langle e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{\Delta r}_m} \rangle$ sous la forme, équivalente au niveau d'approximation utilisé :

$$\langle e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{\Delta r}_m} \rangle = e^{-M} = e^{-B \frac{\sin^2 \theta_i}{\lambda_0^2}}$$

avec :

$$M = \frac{8\pi^2 \sin^2 \theta_i \Delta R_m^2}{3\lambda_0^2} \quad (2.30)$$

$$B = \frac{8\pi^2 \Delta R_m^2}{3} \quad (2.31)$$

Pour un atome, l'intensité du faisceau diffusé cohérent est donc diminué dans le rapport :

$$D = e^{-2M} = e^{-\frac{16\pi^2 \sin^2 \theta_i \Delta R_m^2}{3\lambda_0^2}} \quad (2.32)$$

D est le *facteur de Debye (ou Debye-Waller)*. Ce facteur, d'après 2.32, affecte d'autant plus le faisceau diffusé que l'angle d'incidence est important. Le calcul du facteur de Debye dépasse de loin le cadre de notre étude et nous renvoyons le lecteur curieux vers Guinier [1956], pp 513 et suivantes. Tous calculs faits, on peut mettre ΔR_m^2 sous la forme :

$$\Delta R_m^2 = \frac{9h^2 \mathcal{N}_a}{4\pi^2 M_a k \Theta} \left[\frac{1}{4} + \frac{T}{\Theta} \varphi \left(\frac{\Theta}{T} \right) \right] \quad (2.33)$$

$$\text{où } \varphi \left(\frac{\Theta}{T} \right) = \frac{T}{\Theta} \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{y}{e^y - 1} dy \quad (2.34)$$

Dans cette équation, h est la constante de Planck, k la constante de Boltzman, \mathcal{N}_a le nombre d'Avogadro, M_a la masse atomique, T la température de l'expérience et Θ la température caractéristique de Debye. On en déduit, numériquement :

$$B = \frac{1,149.10^4 \text{ g.mol}^{-1} \cdot \text{K}}{M_a \Theta} \left[\frac{1}{4} + \frac{T}{\Theta} \varphi \left(\frac{\Theta}{T} \right) \right] \text{ \AA}^2 \quad (2.35)$$

Avec une erreur absolue inférieure à 0,025, on peut mettre $\frac{1}{4} + \frac{T}{\Theta} \varphi \left(\frac{\Theta}{T} \right)$ sous la forme :

$$\frac{1}{4} + \frac{T}{\Theta} \varphi \left(\frac{\Theta}{T} \right) \approx \frac{T}{\Theta} + \frac{1}{4} e^{-4\frac{T}{\Theta}} \quad (2.36)$$

Élément	Θ (K)	B_{0K} (\AA^2)	B_{300K} (\AA^2)
Carbone	2230	0,1073	0,1200
Cuivre	343	0,1318	0,4776
Silicium	645	0,1586	0,3313
Germanium	374	0,1058	0,3539

TAB. 2.5: Températures de Debye et facteur B pour quelques éléments

On donne dans le tableau 2.5 la température de Debye pour quelques éléments (d'après Kittel [1986], page 110), ainsi que le paramètre B à 0 et 300 Kelvins.

Si tous les atomes de la maille sont de même nature, le facteur correctif peut directement être appliqué au facteur de structure de la relation 2.26 par :

$$\langle F_{s,th}(\vec{Q}) \rangle = F_s(\vec{Q})e^{-M}$$

et donc l'expression de l'intensité du faisceau cohérent diffusé devient :

$$I_{coh,th} = D \left| F_s(\vec{Q}) \right|^2 I_e \quad (2.37)$$

2.1.2.5 Diffusion des rayons X par un cristal et relation de Bragg

Enfin, dans la dernière étape de notre calcul nous allons calculer l'influence de la périodicité du réseau cristallin sur le flux diffusé. On considère donc à présent un ensemble de mailles périodiquement réparties suivant les axes $(\vec{a}, \vec{b}, \vec{c})$ avec, respectivement, N_1, N_2 et N_3 mailles suivant ces trois axes. Une maille quelconque de cet ensemble peut donc être repérée par $\vec{M}_{p,q,r} = p\vec{a} + q\vec{b} + r\vec{c}$ avec $p \in [0, N_1 - 1]$, $q \in [0, N_2 - 1]$ et $r \in [0, N_3 - 1]$. Le champ électrique diffusé par le cristal vaut alors :

$$\vec{E}_{cristal} = \vec{E}_{maille} \sum_{p=0}^{N_1-1} \sum_{q=0}^{N_2-1} \sum_{r=0}^{N_3-1} e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{M}_{p,q,r}} \quad (2.38)$$

Avec le même raisonnement que pour une maille et en tenant compte du facteur de Debye, on obtient pour le rapport de l'intensité diffusée par le cristal à l'intensité diffusée par un électron :

$$\begin{aligned} \langle S_{cristal} \rangle &= \frac{\langle I_{cristal} \rangle}{I_e} \\ &= N_1 N_2 N_3 \sum_{m=1}^n \left(\sum_{j=1}^Z \left[1 - \left| \Phi_{m,j}(\vec{Q}) \right|^2 \right] \right) \\ &\quad + \left| \sum_{p=0}^{N_1-1} e^{-i\vec{Q} \cdot p\vec{a}} \right|^2 \left| \sum_{q=0}^{N_2-1} e^{-i\vec{Q} \cdot q\vec{b}} \right|^2 \left| \sum_{r=0}^{N_3-1} e^{-i\vec{Q} \cdot r\vec{c}} \right|^2 D \left| F_s(\vec{Q}) \right|^2 \end{aligned} \quad (2.39)$$

On montre facilement que le deuxième terme de cette équation (diffusion cohérente) se met sous la forme :

$$I_{coh,cristal} = \left(\frac{\sin N_1 \frac{\vec{Q} \cdot \vec{a}}{2}}{\sin \frac{\vec{Q} \cdot \vec{a}}{2}} \right)^2 \left(\frac{\sin N_2 \frac{\vec{Q} \cdot \vec{b}}{2}}{\sin \frac{\vec{Q} \cdot \vec{b}}{2}} \right)^2 \left(\frac{\sin N_3 \frac{\vec{Q} \cdot \vec{c}}{2}}{\sin \frac{\vec{Q} \cdot \vec{c}}{2}} \right)^2 D \left| F_s(\vec{Q}) \right|^2 I_e \quad (2.40)$$

Le produit des sinus carrés est caractéristique d'une structure de diffraction. Lorsque N_1, N_2 et N_3 sont grands (cas pratique), ce produit tend vers un peigne de Dirac d'amplitude $(N_1 N_2 N_3)^2$ pour les conditions suivantes :

$$\begin{cases} \vec{Q} \cdot \vec{a} = 2h\pi \\ \vec{Q} \cdot \vec{b} = 2k\pi \\ \vec{Q} \cdot \vec{c} = 2l\pi \end{cases} \quad (h, k, l) \in \mathbb{Z}^3 \quad (2.41)$$

On cherche maintenant à démontrer que \vec{Q} est perpendiculaire au plan cristallin (hkl). Définissons pour ce faire deux vecteurs de ce plan :

$$\begin{cases} \vec{v}_1 = \frac{\vec{a}}{h} - \frac{\vec{b}}{k} \\ \vec{v}_2 = \frac{\vec{b}}{k} - \frac{\vec{c}}{l} \end{cases} \quad (2.42)$$

Il est alors évident d'après 2.41 que $\vec{Q} \cdot \vec{v}_1 = 0$ et $\vec{Q} \cdot \vec{v}_2 = 0$, donc \vec{Q} est orthogonal au plan (hkl). D'après les équations 2.1, 2.14 et 2.41, la distance entre les plans (hkl) vaut :

$$d_{hkl} = \frac{\vec{Q} \cdot \vec{a}}{Qh} = \frac{\lambda_0}{2 \sin \theta_i} \quad (2.43)$$

Cette équation peut être mise sous une forme appelée *relation de Bragg* qui spécifie la condition sur l'angle d'incidence et la longueur d'onde pour avoir diffraction des rayons X par le plan (hkl) d'un cristal :

$$2d_{hkl} \sin \theta_i = \lambda_0 \quad (2.44)$$

En utilisant les propriétés du réseau réciproque (voir § 2.1.1.3 page 27), \vec{Q} vaut :

$$\vec{Q} = 2\pi \left(h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^* \right) \quad (2.45)$$

2.1.2.6 Cas particuliers et applications numériques

Nous allons maintenant particulariser les calculs précédents à certains matériaux et énergies qui sont utiles à notre étude.

Tout d'abord, les tableaux 2.6 et 2.7 donnent les angles de Bragg en degrés pour certains plans de diffraction et une énergie incidente de 122 et 170 keV.

	111	200	220	222	311	331	333	400	420	422	440	442	444
Carbone	1,41	1,63	2,31	2,83	2,71	3,56	4,25	3,27	3,65	4,00	4,62	4,90	5,66
Cuivre	1,40	1,61	2,28	2,79	2,67	3,51	4,19	3,22	3,60	3,95	4,56	4,84	5,59
Silicium	0,929	1,07	1,52	1,86	1,78	2,34	2,79	2,14	2,40	2,63	3,03	3,22	3,72
Germanium	0,891	1,03	1,46	1,78	1,71	2,24	2,68	2,06	2,30	2,52	2,91	3,09	3,57

TAB. 2.6: Angles de Bragg en degrés pour une énergie incidente de 122 keV

	111	200	220	222	311	331	333	400	420	422	440	442	444
Carbone	1,01	1,17	1,66	2,03	1,94	2,55	3,05	2,34	2,62	2,87	3,32	3,52	4,06
Cuivre	1,00	1,16	1,63	2,00	1,92	2,52	3,00	2,31	2,59	2,83	3,27	3,47	4,01
Silicium	0,666	0,769	1,09	1,33	1,28	1,68	2,00	1,54	1,72	1,89	2,18	2,31	2,67
Germanium	0,64	0,739	1,04	1,28	1,22	1,61	1,92	1,48	1,65	1,81	2,09	2,22	2,56

TAB. 2.7: Angles de Bragg en degrés pour une énergie incidente de 170 keV

Revenons maintenant au calcul du facteur de structure dans les conditions de la relation de Bragg. D'après 2.41, l'expression du facteur de structure (équation 2.26) devient :

$$F_s = \sum_{m=1}^n e^{-2i\pi(hu_m + kv_m + lw_m)} f_m \quad (2.46)$$

Suivant le plan considéré et l'agencement des atomes dans la maille, F_s module l'amplitude des pics de diffractions autorisés par la relation de Bragg. Dans certains cas, il peut même y avoir extinction complète du faisceau diffracté. Dans le cas où tous les atomes de la maille sont identiques, le facteur de structure se ré-écrit :

$$\begin{aligned} F_s &= f \sum_{m=1}^n e^{-2i\pi(hu_m + kv_m + lw_m)} \\ &= fG \end{aligned} \quad (2.47)$$

G est un facteur purement géométrique ne dépendant que de la position des atomes dans la maille et du plan de diffraction considéré. Dans le cas d'une maille cubique faces centrées, les coordonnées des quatre atomes de la maille sont données dans le tableau 2.8.

	u	v	w
Origine	0	0	0
Milieu face (100)	0	0,5	0,5
Milieu face (010)	0,5	0	0,5
Milieu face (001)	0,5	0,5	0

TAB. 2.8: Coordonnées des atomes dans une maille cubique faces centrées

Avec ces valeurs, on a alors pour le facteur géométrique :

$$\begin{aligned} G_{cfc} &= 1 + \cos \pi(h + k) + \cos \pi(h + l) + \cos \pi(k + l) \\ &= \begin{cases} 4 & \text{si } h, k, l \text{ de même parité} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \end{aligned} \quad (2.48)$$

Pour une maille diamant, il faut considérer deux mailles cubiques faces centrées décalées de $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$ (cf. fig. 2.2 page 26), et dans ce cas :

$$\begin{aligned} G_{diamant} &= G_{cfc} (1 + e^{-i\frac{\pi}{2}(h+k+l)}) \\ &= \begin{cases} 4(1 + e^{-i\frac{\pi}{2}}) & \text{si } h, k, l \text{ impairs et } h + k + l = 1 [4] \\ 4(1 - e^{-i\frac{\pi}{2}}) & \text{si } h, k, l \text{ impairs et } h + k + l = 3 [4] \\ 8 & \text{si } h, k, l \text{ pairs et } h + k + l = 0 [4] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \end{aligned} \quad (2.49)$$

D'autre part, lorsque la relation de Bragg est vérifiée, le calcul du facteur de diffusion (équation 2.15 page 31) se simplifie en :

$$f = c + \sum_{i=1}^4 a_i e^{-\frac{b_i}{4d_{hkl}^2}} \quad (2.50)$$

Nous avons alors tous les éléments pour calculer $\left|F_s(\vec{Q})\right|^2$ pour différents plans de diffraction et différents éléments. Les résultats sont listés dans le tableau 2.9 pour les plans cristallins croissant jusqu'au (444). Puisque nous avons une maille cubique, les résultats sont les mêmes avec une permutation quelconque des indices. A ces permutations près, les plans non-listés ont un facteur de structure nul.

	111	200	220	222	311	331	333	400	420	422	440	442	444
Carbone	293,4	0	246,0	0	98,93	74,3	62,27	161,5	0	132,5	112,91	0	83,87
Cuivre	7798	6871	4506	3242	3496	2101	1478	2485	1996	1663	1252	1121	876
Silicium	3448	0	4806	0	2129	1661	1332	3625	0	2889	2336	0	1580
Germanium	23965	0	36242	0	16023	12149	9603	26792	0	20897	16828	0	11673

TAB. 2.9: Table du carré du facteur de structure $\left|F_s(\vec{Q})\right|^2$

Nous avons vu au paragraphe 2.1.2.4 page 33 que la température influait sur l'intensité diffractée par le biais de l'agitation thermique. Pour prendre en compte cet effet, il faut remplacer $\left|F_s(\vec{Q})\right|^2$ par $D \left|F_s(\vec{Q})\right|^2$ (tous les atomes de la maille sont supposés identiques), où D est le facteur de Debye. Sur les graphiques 2.7, l'évolution thermique du facteur de Debye a été tracée pour différents éléments et différents plans de diffraction. Enfin, le tableau 2.10 reprend les données de la table 2.9 en les corrigeant du facteur de Debye pour une température de 293 K. Ces valeurs représentent les facteurs de structure effectifs à prendre en compte lors du calcul de l'intensité des faisceaux diffractés.

	111	200	220	222	311	331	333	400	420	422	440	442	444
Carbone	286,53	0	231,1	0	90,74	64,01	50,38	142,45	0	109,75	87,8	0	57,5
Cuivre	7343	6341	3838	2548	2803	1435	860	1803	1337	1027	658,8	544,3	334,5
Silicium	3358	0	4475	0	1930	1402	1047	3143	0	2333	1757	0	1030
Germanium	23506	0	34420	0	14926	10748	8068	24166	0	17900	13690	0	8565

TAB. 2.10: Table du carré du facteur de structure corrigé $D_{293K} \left|F_s(\vec{Q})\right|^2$

2.1.2.7 Sphère d'Ewald

La construction d'Ewald est une représentation graphique de la condition de Bragg grâce au réseau réciproque (voir § 2.1.1.3 page 27). Le problème est en fait le suivant : étant donné un faisceau de longueur d'onde donnée (λ_0) tombant sur un cristal d'orientation donné, y a-t-il des faisceaux diffractés et quelles sont leur direction ?

A partir d'un point O (cf. fig. 2.8 page 40), on trace le vecteur $\frac{\vec{S}_0}{\lambda_0}$, parallèle au rayon incident. L'extrémité du vecteur $\frac{\vec{S}}{\lambda_0}$ parallèle à un rayon diffracté quelconque, issu de O et

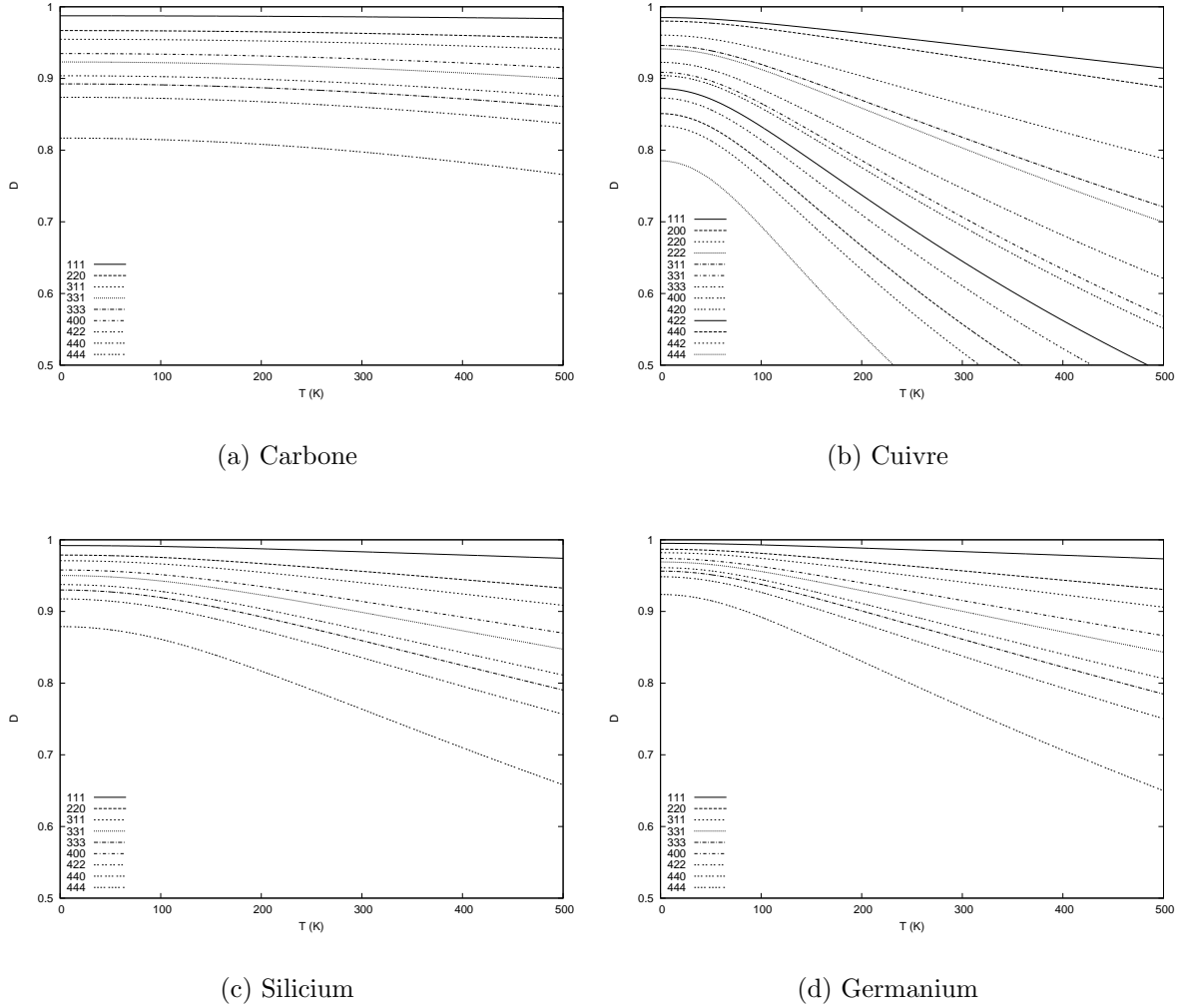


FIG. 2.7: Évolution du facteur de Debye en fonction de la température

de longueur $\frac{1}{\lambda_0}$ est située sur la sphère de centre O et de rayon $\frac{1}{\lambda_0}$. Cette sphère est appelée *sphère d'Ewald* ou *sphère de réflexion*, tracée pour une énergie de 170 keV en figure 2.8. En prenant l'extrémité de $\frac{\vec{S}_0}{\lambda_0}$, S_0 comme origine du réseau réciproque du réseau cristallin, $\frac{\vec{S}}{\lambda_0}$ est un rayon diffracté si et seulement si S coïncide avec un nœud du réseau réciproque.

Sur la figure 2.8(a), le rayon incident est dirigé suivant la direction [1-10]. Le réseau réciproque est tracé en projection suivant l'axe \vec{z} (le plan de la figure contient donc le rayon incident) à l'échelle de la maille de germanium. Cette maille étant cubique, les nœuds du réseau réciproque sont superposés. La trace de la sphère d'Ewald sur les différents plans de cotes 0, 1/a, ..., 10/a est représentée. Par rotation autour de l'axe \vec{z} , le nœud [220] (correspondant donc au plan de mêmes indices) est mis tangent à la sphère pour satisfaire à la condition de Bragg pour le plan (220) (cf. fig. 2.8(b) page suivante). Dans ce cas, $(\vec{S} - \vec{S}_0)/\lambda_0$ est normal au plan de réflexion est de longueur l'inverse de la distance interréticulaire. L'angle entre $\frac{\vec{S}_0}{\lambda_0}$ et $\frac{\vec{S}}{\lambda_0}$ est l'angle de diffraction, soit deux fois l'angle de Bragg.

À l'énergie des rayons γ , la sphère d'Ewald est très aplatie. Dès lors, d'autres nœuds du réseau peuvent se trouver sur la sphère d'Ewald pour une direction d'incidence et/ou une énergie légèrement différentes. Néanmoins, certains des plans de diffraction sont interdits (cf. tab. 2.9 page 38) et doivent donc être rejetés du réseau réciproque.

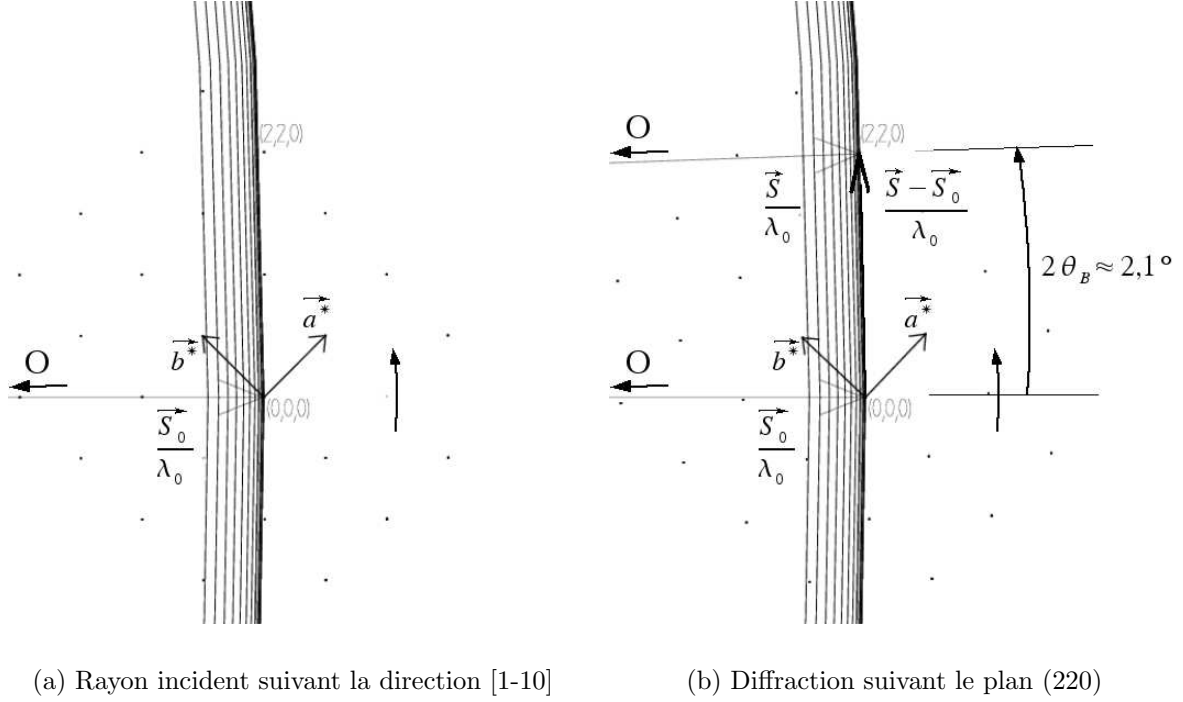


FIG. 2.8: Sphère d'Ewald pour un rayon incident de 170 keV dans un cristal de germanium. Le réseau réciproque est montré en projection sur le plan (001). La maille cristalline du germanium étant cubique, les points du réseau sont superposés. Le rayon incident (dans le plan (001)) est initialement orienté suivant $[1-10]$. Les arcs de cercles représentent la trace de la sphère d'Ewald sur les plans de cote 0 (équateur), $1/a$, $2/a$, ..., $10/a$. Après rotation du réseau cristallin suivant la direction $[001]$, le point $[220]$ (correspondant donc au plan de mêmes indices) est mis tangent à la sphère d'Ewald, définissant ainsi le rayon diffracté dans l'espace réciproque.

2.1.2.8 Intensité des faisceaux diffractés

Nous avons vu au § 2.1.2.5 page 35 que l'intensité diffractée par un cristal se met sous la forme (cf. eq. (2.40)) :

$$I = G^2(\vec{Q}) D \left| F_s(\vec{Q}) \right|^2 I_e \quad (2.51)$$

Si on se place au voisinage de la condition de Bragg, on peut mettre \vec{Q} sous la forme :

$$\begin{aligned}\vec{Q} &= \vec{Q}_B + \vec{\Delta} \\ \vec{Q}_B &= 2\pi \left(h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^* \right) \\ \vec{\Delta} &= 2\pi \left(\epsilon_h\vec{a}^* + \epsilon_k\vec{b}^* + \epsilon_l\vec{c}^* \right)\end{aligned}\tag{2.52}$$

Dans ce cas, G^2 se met sous la forme :

$$G^2 = \left(\frac{\sin \pi N_1 \epsilon_h}{\sin \pi \epsilon_h} \right)^2 \left(\frac{\sin \pi N_2 \epsilon_k}{\sin \pi \epsilon_k} \right)^2 \left(\frac{\sin \pi N_3 \epsilon_l}{\sin \pi \epsilon_l} \right)^2\tag{2.53}$$

Lorsque N est grand (cas pratique) :

$$\left(\frac{\sin \pi N \epsilon}{\sin \pi \epsilon} \right)^2 \approx N^2 \left(\frac{\sin \pi N \epsilon}{\pi N \epsilon} \right)^2$$

Cette fonction (carré d'un sinus cardinal) est égale à N^2 quand $\epsilon = 0$ et s'annule pour $\epsilon = \frac{1}{N}, \frac{2}{N}, \frac{3}{N}, \dots$. Ainsi, dans le réseau réciproque, le volume où G^2 est non nul a des dimensions de l'ordre de $1/N_1$, $1/N_2$ et $1/N_3$ suivant les trois axes. Si la taille du cristal diminue, le domaine de réflexion s'agrandit en raison inverse de ses dimensions.

Les formules (2.51) et (2.53) ne permettent pas de calculer l'intensité des faisceaux diffractés. En effet, il est impossible de réaliser un faisceau X incident rigoureusement monochromatique et non-divergent. Même pour les faisceaux les mieux définis, l'extrémité de \vec{Q} n'est pas située en un point mais est comprise dans un volume bien supérieur au domaine où G^2 est non nul. D'autre part, il n'est pas non plus possible de mesurer l'intensité diffractée dans une direction parfaitement déterminée. Le mieux que l'on puisse espérer est de mesurer la moyenne des faisceaux diffractés dans un petit angle solide. Supposons donc que l'on mesure le faisceau diffracté sur une surface S centrée et normale à \vec{Q}_B à une distance R de l'origine. D'autre part, pour calculer l'énergie totale diffractée par un cristal, on fait tourner le cristal d'un angle ω autour d'un axe normal au plan d'incidence des rayons sur le plan réticulaire considéré, de sorte que l'angle d'incidence des rayons varie notablement plus que le domaine de réflexion sélective (autour de l'angle de Bragg). Dans ce cas, la puissance intégrée (appelée aussi intensité intégrée) vaut :

$$P = \int_{\omega} \iint_S I dS d\omega\tag{2.54}$$

La paramétrisation de ce problème est illustrée par la figure 2.9. Sur cette figure, \vec{u}_0^B représente le vecteur unitaire du faisceau incident suivant l'angle de Bragg ($\vec{u}_0^B = \frac{\lambda_0}{2\pi} \vec{k}^B$), \vec{u}_0 est la direction incidente après une rotation d'un angle ω suivant \vec{x} . De même, \vec{u}^B est le vecteur unitaire du faisceau réfléchi dans la direction de Bragg et \vec{u} la direction du faisceau réfléchi réel. α et δ sont les incréments angulaires nécessaires pour passer de \vec{u}^B à \vec{u} . On introduit de plus le repère $(\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2, \vec{\tau}_3)$, avec $\vec{\tau}_1 = \vec{x}$, $\vec{\tau}_2 = \vec{u}_0^B$ et $\vec{\tau}_3 = \vec{\tau}_1 \wedge \vec{\tau}_2$. Avec

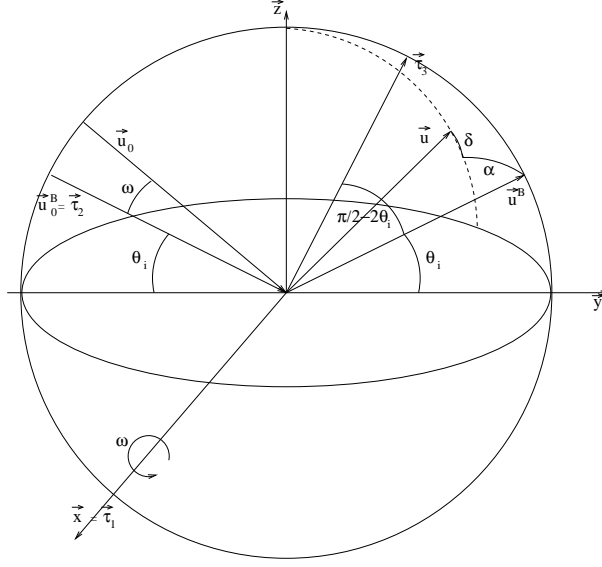


FIG. 2.9: Paramétrisation du calcul de l'intensité diffractée.

ces notations, nous avons :

$$dS = R^2 d\alpha d\delta \quad (2.55)$$

$$\vec{u}_0 \approx \vec{u}_0^B + \omega \vec{\tau}_3 \quad (2.56)$$

$$\vec{u}^B = \cos 2\theta_i \vec{\tau}_2 + \sin 2\theta_i \vec{\tau}_3 \quad (2.57)$$

$$\vec{u} = -\sin \alpha \vec{\tau}_1 + \cos \alpha (2\theta_i - \delta) \vec{\tau}_2 + \cos \alpha \sin (2\theta_i - \delta) \vec{\tau}_3 \quad (2.58)$$

ω , α et δ sont petits, donc :

$$\begin{aligned} \vec{\Delta} &= \frac{2\pi}{\lambda_0} (\vec{u}_0 - \vec{u}_0^B + \vec{u}^B - \vec{u}) \\ &\approx \omega \vec{\tau}_3 + \delta (\cos 2\theta_i \vec{\tau}_3 - \sin 2\theta_i \vec{\tau}_2) + \alpha \vec{\tau}_1 \end{aligned} \quad (2.59)$$

On a alors :

$$\begin{aligned} P &= R^2 \iiint_{\omega, \alpha, \delta} I d\omega d\alpha d\delta \\ &= R^2 \iiint_{\epsilon_h, \epsilon_k, \epsilon_l} I \frac{J_{\epsilon_h, \epsilon_k, \epsilon_l}(\vec{\Delta})}{J_{\omega, \alpha, \delta}(\vec{\Delta})} d\epsilon_h d\epsilon_k d\epsilon_l \end{aligned} \quad (2.60)$$

$J_{\omega, \alpha, \delta}(\vec{\Delta})$ et $J_{\epsilon_h, \epsilon_k, \epsilon_l}(\vec{\Delta})$ sont les Jacobiens de $\vec{\Delta}$:

$$J_{\epsilon_h, \epsilon_k, \epsilon_l}(\vec{\Delta}) = \frac{\partial \vec{\Delta}}{\partial \epsilon_h} \cdot \frac{\partial \vec{\Delta}}{\partial \epsilon_k} \wedge \frac{\partial \vec{\Delta}}{\partial \epsilon_l} = 8\pi^3 \vec{a}^* \cdot \vec{b}^* \wedge \vec{c}^* = \frac{8\pi^3}{V_c} \quad (2.61a)$$

$$J_{\omega, \alpha, \delta}(\vec{\Delta}) = \frac{\partial \vec{\Delta}}{\partial \omega} \cdot \frac{\partial \vec{\Delta}}{\partial \alpha} \wedge \frac{\partial \vec{\Delta}}{\partial \delta} = \frac{8\pi^3}{\lambda_0^3} \sin 2\theta_i \quad (2.61b)$$

En regroupant les différents éléments, P se met sous la forme :

$$P = R^2 \frac{\lambda_0^3}{V_c \sin 2\theta_i} D \left| F_s(\vec{Q}) \right|^2 N_1^2 N_2^2 N_3^2 \prod_{\epsilon \in [\epsilon_h, \epsilon_k, \epsilon_l]} \int_{\epsilon} \left(\frac{\sin \pi N \epsilon}{\pi N \epsilon} \right)^2 d\epsilon I_e \quad (2.62)$$

L'intégrale sur ϵ est faite sur un intervalle grand par rapport au domaine où $\left(\frac{\sin \pi N \epsilon}{\pi N \epsilon} \right)^2$ est significatif. Ainsi :

$$\int_{\epsilon} \left(\frac{\sin \pi N \epsilon}{\pi N \epsilon} \right)^2 d\epsilon \approx \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\sin \pi N \epsilon}{\pi N \epsilon} \right)^2 d\epsilon = \frac{1}{N} \quad (2.63)$$

D'autre part, si δV représente le volume diffractant, on a $N_1 N_2 N_3 = \frac{\delta V}{V_c}$. Enfin, en utilisant l'intensité diffusée par un électron (eq. (2.8)) et le fait que $\psi = \frac{\pi}{2} - \theta_i$, on obtient :

$$P = I_0 Q \delta V$$

$$Q = \left(\frac{r_e}{V_c} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta_i}{2} \frac{D \left| F_s(\vec{Q}) \right|^2 \lambda_0^3}{\sin 2\theta_i} \quad (2.64)$$

Rappelons que dans cette formule :

- r_e est le rayon classique de l'électron, c'est une constante.
- V_c est le volume de la maille élémentaire.
- F_s est le facteur de structure correspondant au plan considéré.
- D est le facteur de Debye pour un plan et une température donnés, il permet de prendre en compte l'agitation thermique des atomes dans le réseau.
- $\frac{\lambda_0^3}{\sin 2\theta_i}$ est le facteur dû à l'intégration dans le pic de réflexion sélective, appelé aussi facteur de Lorentz.
- $\frac{1 + \cos^2 2\theta_i}{2}$ est le facteur de polarisation correspondant à un faisceau non polarisé. C'est le cas des faisceaux issus d'un tube à rayon X mais pas des faisceaux réfléchis par un cristal jouant le rôle de monochromateur.

En anticipant sur la définition de la longueur d'extinction t_{ext} du § 2.1.2.9 page suivante, Q se met sous une forme plus compacte :

$$Q = \frac{1 + \cos^2 2\theta_i}{2} \frac{\lambda_0}{t_{ext}^2 \sin 2\theta_i} \quad (2.65)$$

Lorsque les angles d'incidence θ_i sont petits et en utilisant la relation de Bragg :

$$Q \approx \left(\frac{r_e}{V_c} \right)^2 D \left| F_s(\vec{Q}) \right|^2 \lambda_0^2 d_{hkl} = \frac{d_{hkl}}{t_{ext}^2} \quad (2.66)$$

Pour les applications numériques de la relation précédente, on peut utiliser :

$$Q \approx 12,207 \frac{d_{hkl}(\text{\AA})}{\left(E(\text{keV}) V_c(\text{\AA}^3) \right)^2} D \left| F_s(\vec{Q}) \right|^2 \text{ cm}^{-1} \quad (2.67)$$

A partir de ce qui précède, on peut définir la *réflectivité intégrée* comme le rapport de la puissance diffractée à la puissance incidente sur le cristal. Soit donc un cristal parallélépipédique dont les faces sont orthogonales aux axes $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ de la figure 2.9. On note t_0 l'épaisseur (cote suivant \vec{y}), et Δx , Δy les deux autres dimensions. Dans ce cas, la puissance incidente sur la surface du cristal normale au faisceau incident vaut $P_i = \Delta x \Delta y \cos \theta_i I_0$. D'autre part, $\delta V = \Delta x \Delta y t_0$. On a donc immédiatement :

$$R_m = \frac{P}{P_i} = Q \frac{t_0}{\cos \theta_i} \quad (2.68)$$

2.1.2.9 Limitations du modèle, quelques mots sur la théorie dynamique

A ce point de notre étude, il est nécessaire de préciser qu'il existe deux configurations pour la diffraction dans les cristaux, illustrées par la figure 2.10. Dans le cas de la géométrie

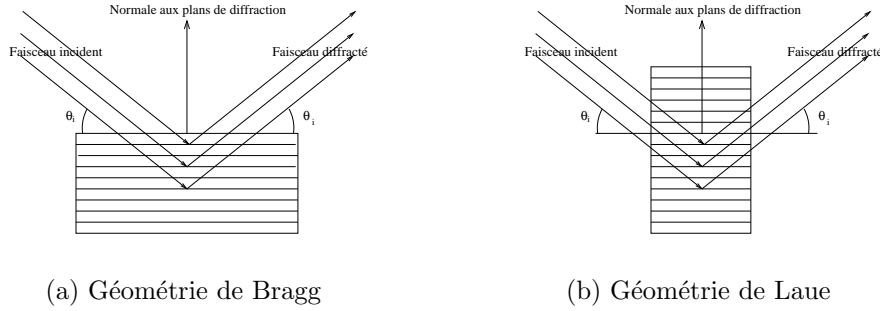


FIG. 2.10: Géométries de diffraction pour un cristal

de Bragg, le faisceau pénètre dans le cristal par une face parallèle aux plans de diffraction. Dès lors, ce faisceau est diffracté “à la surface” du cristal et émerge de la même face. Dans la géométrie de Laue, le faisceau pénètre par une face perpendiculaire aux plans de diffraction, traverse l'épaisseur du cristal et ressort par la face opposée. Pour des raisons, que nous expliciterons plus tard, la lentille γ est basée sur la diffraction en géométrie de Laue.

Pour effectuer les calculs du paragraphe précédent, nous avons implicitement fait quelques hypothèses. Une première hypothèse implicite, mais bien vérifiée dans nos longueurs d'onde X et γ , suppose que l'indice de réfraction du cristal est très proche de l'indice de réfraction du milieu extérieur. D'autre part, l'absorption est supposée négligeable : tous les atomes du cristal reçoivent la même intensité du faisceau incident. Dans un matériau, l'effet photoélectrique et la diffusion Compton produisent une diminution de l'intensité d'un faisceau lors de la propagation de celui-ci. Cette absorption peut être quantifiée par son coefficient d'absorption linéaire μ :

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx \quad , \quad I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.69)$$

Clairement, l'absorption ne devient négligeable que si $\mu t_0 \ll 1$, où t_0 est l'épaisseur caractéristique du cristal. Dans le tableau 2.11, le libre parcours moyen ($d = 1/\mu$) de différents matériaux est donné pour 122 et 170 keV.

Element	$d_{122 \text{ keV}} \text{ (cm)}$	$d_{170 \text{ keV}} \text{ (cm)}$
Carbone	3,14	3,44
Cuivre	0,401	0,656
Silicium	2,85	3,274
Germanium	0,57	1,01

TAB. 2.11: Libre parcours moyen à 122 et 170 keV pour quelques éléments

De plus, l'interaction du faisceau diffracté avec le faisceau incident (interférences) a aussi été négligé. Cette dernière hypothèse n'est aussi valide que si le cristal a une taille microscopique. Dans le cas contraire, il faut utiliser la *théorie dynamique* (en opposition à la *théorie cinématique* de notre étude) que nous ne traiterons pas en détail ici mais en énoncerons les résultats nous intéressant. De même que nous avons défini une réflectivité intégrée en (2.68) pour la théorie cinématique (que nous appellerons R_{cin}), la théorie dynamique prédit une réflectivité intégrée R_{dyn} en géométrie de Laue [Zachariasen, 1945] :

$$R_{dyn} = \frac{r_e}{V_c} \frac{1 + |\cos 2\theta_i|}{2} \frac{\sqrt{D} |F_s| \lambda_0^2}{2 \sin 2\theta_i} \quad (2.70)$$

Dans le cadre de ces théories, nous avons toujours :

$$R_{cin} > R_m > R_{dyn} \quad (2.71)$$

Lorsque $R_m = R_{dyn}$, le cristal est dit “parfait”, lorsque $R_m = R_{cin}$ le cristal est “idéalement imparfait”. Afin de déterminer la transition entre les cristaux “idéalement parfaits” et “parfaits”, on introduit la longueur d'extinction :

$$t_{ext} = \frac{V_c}{r_e |F_s| \sqrt{D} \lambda_0} \quad (2.72)$$

On définit de plus le paramètre :

$$A = \frac{K}{\cos \theta_i} \frac{t_0}{t_{ext}} \quad (2.73)$$

Dans cette formule, K est le facteur de polarisation : $\langle K \rangle = \frac{1+|\cos 2\theta_i|}{2}$ et $\langle K^2 \rangle = \frac{1+\cos^2 2\theta_i}{2}$ pour un faisceau non polarisé. Avec ces notations, R_m se met sous la forme (géométrie de Laue) [Zachariasen, 1945] :

$$R_m = \frac{K}{2 \sin 2\theta_i} \frac{\lambda_0}{t_{ext}} \int_0^{2A} J_0(\rho) d\rho \quad (2.74)$$

Dans cette équation, J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0. La fonction $I_0(2A) = \int_0^{2A} J_0(\rho) d\rho$ est tracée en figure 2.11. D'après ce graphique, lorsque l'épaisseur du cristal augmente (et donc A), la réflectivité intégrée croît pour atteindre un maximum en $A \approx 1,202$ puis oscille autour de la valeur 1. Ce phénomène, appelé Pendellösung, est dû à l'interférence

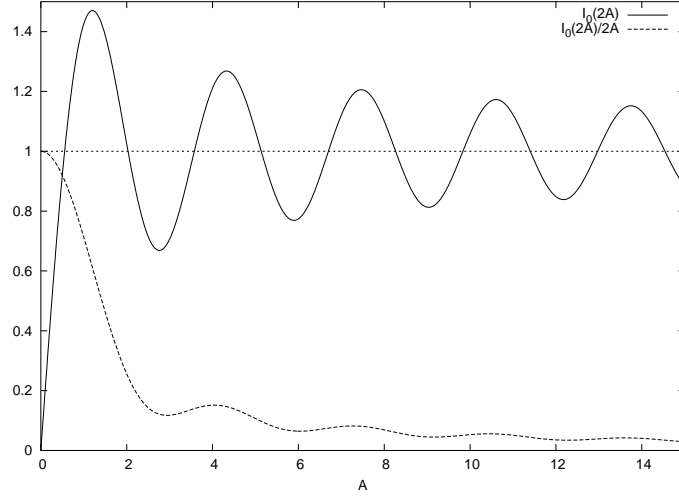


FIG. 2.11: Variations relatives de la réflectivité intégrée en fonction de l'épaisseur

des ondes incidentes et réfléchies à l'intérieur du cristal. Dans les deux cas limites, on montre :

$$I_0(2A) = \begin{cases} 2A & \text{si } A \ll 1 \\ 1 & \text{si } A \gg 1 \end{cases} \quad (2.75)$$

Ainsi, quand $t_0 \ll t_{ext}$ le cristal est dit fin et la théorie cinématique s'applique. Lorsque $t_0 \gg t_{ext}$, le cristal est épais et il faut utiliser les résultats de la théorie dynamique.

Pour les applications numériques, $I_0(x)$ peut se mettre sous la forme (avec une précision absolue meilleure que 10^{-4}) :

$$I_0(x) = \begin{cases} \frac{xN(x^2)}{D(x^2)} & \text{si } x \leq 8 \\ 1.0 + \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \left(P \left(\left(\frac{x}{8} \right)^2 \right) \sin\left(x - \frac{\pi}{4}\right) - \frac{8}{x} Q \left(\left(\frac{x}{8} \right)^2 \right) \cos\left(x - \frac{\pi}{4}\right) \right) & \text{si } x > 8 \end{cases}$$

$$N(x) = 144725 + 15706,9297x - 73,034996x^2 - 33,49237x^3 + 1,30278x^4 - 0,0081205x^5 \quad (2.76)$$

$$D(x) = 144725 + 27781,8340x + 1779,3622x^2 + 39,6246x^3 + 0,323458x^4 + 0,0087508x^5$$

$$P(x) = 1.0 - 0,015928x + 0,00334056x^2 - 0,00309143x^3 + 0,00172450x^4$$

$$Q(x) = 0,0781342 - 0,0050871x + 0,0010301x^2 - 0,0000876611x^3 + 0,0000806711x^4$$

Enfin, dans le cas d'une onde non polarisée Zachariasen [1945, p. 169] montre que la formule (2.68), page 44 est toujours valide en remplaçant Q par (toujours en géométrie de Laue) :

$$Q' = \frac{I_0(2A_0) + |\cos 2\theta_i| I_0(2A_0) |\cos 2\theta_i|}{2A_0(1 + \cos^2 2\theta_i)} Q$$

$$A_0 = \frac{A}{K} = \frac{t_0}{\cos \theta_i t_{ext}} \quad (2.77)$$

Dans le cas où l'angle d'incidence est petit :

$$Q' = \frac{I_0(2A_0)}{2A_0}Q \quad (2.78)$$

L'allure de $\frac{I_0(2A)}{2A_0}$ est tracée sur la figure 2.11.

La longueur d'extinction représente donc le critère de transition des cristaux “idéalement imparfaits” ($t_0 \ll t_{ext}$) aux cristaux “parfaits” ($t_0 \gg t_{ext}$). On remarque que pour un cristal donné, la longueur d'extinction dépend de l'énergie de l'onde incidente (λ_0) et de son plan de diffraction ($|F_s|$). Ainsi, un cristal “parfait” pour un certain plan de diffraction et une énergie donnée pourra être “idéalement imparfait” pour une énergie plus élevée et/ou un plan de facteur de structure plus petit (généralement d'indices (h, k, l) plus grands).

Les tableaux 2.12 et 2.13 donnent les longueurs d'extinction en μm pour une température de 293 K et des énergies respectives de 122 keV et 170 keV.

	111	200	220	222	311	331	333	400	420	422	440	442	444
Carbone	93,6		104,2		166,3	198,0	223,2	132,8		151,2	169,1		208,9
Cuivre	19,3	20,1	26,6	32,7	31,2	43,5	56,3	38,9	45,1	51,5	64,3	70,7	90,2
Silicium	96,5		83,6		127,3	149,4	172,8	99,8		115,8	133,4		174,2
Germanium	41,2		34,1		51,8	61,0	70,4	40,7		47,3	54,0		68,3

TAB. 2.12: Longueurs d'extinction en μm à 293 K et 122 keV pour différents éléments

	111	200	220	222	311	331	333	400	420	422	440	442	444
Carbone	130,4		145,2		231,8	276,0	311,1	185,0		210,8	235,6		291,1
Cuivre	26,8	28,9	37,1	45,5	43,4	60,7	78,4	54,1	62,9	71,7	89,6	98,5	125,7
Silicium	134,5		116,5		177,4	208,1	240,8	139,0		161,3	185,9		242,8
Germanium	57,5		47,5		72,1	84,9	98,1	56,7		65,9	75,3		95,2

TAB. 2.13: Longueurs d'extinction en μm à 293 K et 170 keV pour différents éléments

En comparant ces résultats aux libres parcours moyens du tableau 2.11, il est clair que l'extinction due au Pendellösung est plus contraignante que l'absorption réelle dans le cristal.

2.1.2.10 Le modèle de Darwin

Lorsqu'on étudie un cristal de taille macroscopique ($>$ quelques mm), l'intensité des faisceaux diffractés est souvent en désaccord avec la théorie (cinématique ou dynamique) appliquée à un cristal de l'épaisseur de l'échantillon étudié (T_0). Si la théorie échoue, c'est que l'hypothèse d'un réseau cristallin parfait n'est pas vérifiée. Dans tout ce qui précède, nous avons supposé que le faisceau était diffracté par un cristal simple, unique. Un schéma simple et très employé du cristal réel est celui du cristal *mosaïque*. Un tel cristal est un agrégat de petits blocs cristallins (les cristallites) légèrement désorientés et décalés les uns par rapport aux autres. Dans chacune de ces cristallites, les calculs précédents restent valides. Cependant, les irrégularités de position et d'orientation de ces blocs permettent de considérer qu'ils émettent des ondes diffractées incohérentes. Dans ce cas, l'intensité

diffractée par le cristal dans son ensemble est la somme des intensités diffractées par les cristallites suivant une direction légèrement différente de la direction de réflexion sélective.

Le modèle de structure mosaïque a pour la première fois été proposé par C. G. Darwin [Darwin, 1914, 1922] et est illustré par la figure 2.12. Pour paramétrer le problème, on

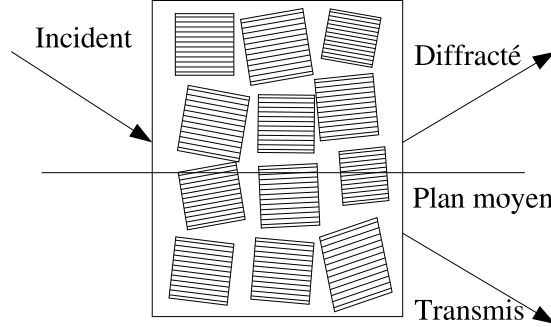


FIG. 2.12: Schématisation d'un cristal mosaïque

définit $W(\vec{\Delta})$ la distribution angulaire des cristallites. Pour simplifier, on considère que le nombre de cristallites participant à la diffraction est suffisamment grand pour que $W(\vec{\Delta})$ soit représentée par une fonction continue. D'autre part, la distribution est considérée à symétrie cylindrique (au moins en projection dans le plan d'incidence), donc W dépend d'un seul paramètre au lieu de deux : $W(\Delta)$, où Δ est l'amplitude de la déviation par rapport à la direction moyenne. Il est d'usage de prendre pour W une fonction d'erreur gaussienne :

$$W(\Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\eta} e^{-\frac{\Delta^2}{2\eta^2}} \quad (2.79)$$

La mosaïcité m est alors définie comme la largeur à mi-hauteur de cette distribution. Dans le cas gaussien, $m = 2\sqrt{2 \ln 2} \eta$.

Soit θ l'angle d'incidence des rayons et θ_b l'angle de Bragg correspondant au plan moyen du cristal, lui même perpendiculaire aux faces d'entrée et de sortie du cristal. En considérant une couche de l'épaisseur t_0 d'une cristallite et de surface S , la réflectivité de cette couche est donnée par :

$$\int_{\Delta} W(\Delta) \frac{\iint_S I(\theta + \Delta - \theta_B) dS}{I_0 S \cos \theta_B} d\Delta \quad (2.80)$$

On fait maintenant l'hypothèse que la largeur angulaire de diffraction d'une cristallite est très petite comparée à la mosaïcité. Dans ce cas, $W(\Delta)$ peut être considérée comme constante dans l'intégrale autour de la position $\Delta = \theta - \theta_b$. En reprenant les formules (2.54) et (2.68), on voit que :

$$\int_{\Delta} W(\Delta) \frac{\iint_S I(\theta + \Delta - \theta_B) dS}{I_0 S \cos \theta_B} d\Delta \approx W(\theta - \theta_b) R_m \quad (2.81)$$

D'autre part, une couche d'épaisseur dT contient dT/t_0 cristallites, donc la réflectivité intégrée σ de la couche dT se met sous la forme :

$$\sigma dT = W(\theta - \theta_b) R_m \frac{dT}{t_0} \quad (2.82)$$

Suivant le cas où le cristal est “idéalement imparfait” ($t_0 \ll t_{ext}$) ou non, il faut utiliser (2.64) ou (2.77) et mettre σ sous la forme :

$$\begin{aligned} \cos \theta_B \sigma &= \begin{cases} W(\theta_B - \theta)Q & \text{si } t_0 \ll t_{ext} \\ W(\theta_B - \theta)Q' & \text{sinon} \end{cases} \\ Q &= \left(\frac{r_e}{V_c} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta_B}{2} \frac{D \left| F_s(\vec{Q}) \right|^2 \lambda_0^3}{\sin 2\theta_B} = \frac{1 + \cos^2 2\theta_B}{2} \frac{\lambda_0}{t_{ext}^2 \sin 2\theta_B} \\ Q' &= \frac{I_0(2A_0) + |\cos 2\theta_B| I_0(2A_0 |\cos 2\theta_B|)}{2A_0(1 + \cos^2 2\theta_B)} Q \\ A_0 &= \frac{t_0}{\cos \theta_B t_{ext}} \end{aligned} \quad (2.83)$$

Nous allons maintenant considérer les variations de puissance des faisceaux directs ($\mathcal{P}_0(T)$) et diffractés ($\mathcal{P}(T)$). En traversant une couche dT , ces deux faisceaux subissent absorption (coefficient μ) et diffraction (coefficient σ). Il est néanmoins clair que ce qui est perdu par diffraction par un faisceau est gagné par l'autre (un rayon et son rayon deux fois diffracté ont la même direction de propagation). Les conditions aux limites en géométrie de Laue sont d'une part la connaissance de la puissance incidente et, d'autre part, l'inexistence du flux diffracté en $T = 0$. Ainsi, nous arrivons aux équations suivantes dans la géométrie de Laue :

$$d\mathcal{P}_0 = - \left(\frac{\mu}{\cos \theta_B} + \sigma \right) \mathcal{P}_0 dT + \sigma \mathcal{P} dT \quad (2.84a)$$

$$d\mathcal{P} = - \left(\frac{\mu}{\cos \theta_B} + \sigma \right) \mathcal{P} dT + \sigma \mathcal{P}_0 dT \quad (2.84b)$$

$$\mathcal{P}_0(T = 0) = \mathcal{P}_0(0) \quad (2.84c)$$

$$\mathcal{P}(T = 0) = 0 \quad (2.84d)$$

Ces équations s'intègrent en :

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{P}(T_0)}{\mathcal{P}_0(0)} &= \sinh(\sigma T_0) e^{-\left(\frac{\mu}{\cos \theta_B} + \sigma\right) T_0} \\ &= \frac{1}{2} (1 - e^{-2\sigma T_0}) e^{-\mu \frac{T_0}{\cos \theta_B}} \end{aligned} \quad (2.85)$$

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{P}_0(T_0)}{\mathcal{P}_0(0)} &= \cosh(\sigma T_0) e^{-\left(\frac{\mu}{\cos \theta_B} + \sigma\right) T_0} \\ &= \frac{1}{2} (1 + e^{-2\sigma T_0}) e^{-\mu \frac{T_0}{\cos \theta_B}} \end{aligned} \quad (2.86)$$

La formule (2.85) nous sera d'un usage constant lors de l'étude de la lentille γ , il est donc nécessaire d'en décrire quelques propriétés.

Nous devons tout d'abord savoir dans quelles conditions s'effectuent les expériences. Deux cas se présentent :

- La longueur d’onde incidente est fixée et on observe la variation de la courbe de réflectivité en fonction de l’incidence sur le cristal (angle θ). C’est la méthode du *cristal tournant* ou *rocking curve*.
- La position du cristal est fixée et on mesure les variations de l’intensité diffractée en fonction de la longueur d’onde (λ). Les expériences sur la lentille γ sont généralement de ce type.

Dans le premier cas, seul $W(\theta - \theta_B)$ varie. Dans le second cas, θ est fixé et la variation en λ induit une variation de θ_B (donc de W), de t_{ext} (donc de Q) et de μ . Les résultats obtenus seront donc a priori différents, notamment pour le calcul de la réflectivité intégrée. Afin de quantifier cette différence et pour le reste de notre étude, on se place dans le cas d’angles de Bragg petits et un cristal idéalement imparfait. Dans ce cas, σ se met sous la forme :

$$\sigma \approx W(\theta - \theta_B) \frac{d_{hkl}}{t_{ext}^2} \quad (2.87)$$

Dans le cas où θ est fixé, on lui fait correspondre une longueur d’onde via la relation de Bragg (c’est la longueur d’onde correspondant à la diffraction de Bragg pour le plan moyen et l’orientation du cristal) : $\theta = \theta_B^0 = \frac{\lambda_0}{2d_{hkl}}$. On pose alors :

$$\Delta\theta = \theta_B^0 - \theta_B = \frac{\lambda_0 - \lambda}{2d_{hkl}} = -\frac{\Delta\lambda}{2d_{hkl}} \quad (2.88)$$

D’après (2.72), $t_{ext} \propto \lambda$, d’où, au premier ordre en $\Delta\lambda$:

$$\sigma \approx W \left(\Delta\theta = -\frac{\Delta\lambda}{2d_{hkl}} \right) \frac{d_{hkl}}{t_{ext0}^2} \left(1 - 2\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \right) = \sigma_0 \left(1 - 2\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \right) \quad (2.89)$$

De même, nous avons en première approximation $\mu \propto \lambda^2$, donc :

$$e^{-\mu T_0} \approx e^{-\mu_0 T_0} \left(1 - 2\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \right) \quad (2.90)$$

Au final et après quelques calculs, la formule (2.85) se met sous la forme approchée :

$$\frac{\mathcal{P}(T_0)}{\mathcal{P}_0(0)} \approx \left(\frac{\mathcal{P}(T_0)}{\mathcal{P}_0(0)} \right)_0 - 2\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \left(\frac{\mathcal{P}_0(T_0)}{\mathcal{P}_0(0)} \right)_0 \quad (2.91)$$

Pour la suite, nous allons considérer que $\Delta\lambda \ll \lambda_0$ et donc les deux types d’expérience seront équivalentes en remplaçant $\Delta\theta$ par $-\frac{\Delta\lambda}{2d_{hkl}}$.

$W(\Delta\theta)$ peut raisonnablement être supposée paire, positive, de maximum en $\Delta\theta = 0$ et décroissante pour $\theta > 0$. Avec ces hypothèses, le maximum de la courbe de diffraction est réalisé pour $\Delta\theta = 0$ et :

$$\left(\frac{\mathcal{P}(T_0)}{\mathcal{P}_0(0)} \right)_{max} = \left(\frac{\mathcal{P}(T_0)}{\mathcal{P}_0(0)} \right)_{\Delta\theta=0} = \frac{1}{2} \left(1 - e^{-2\frac{W(0)d_{hkl}T_0}{t_{ext}^2}} \right) e^{-\mu T_0} \quad (2.92)$$

La largeur à mi-hauteur de la courbe de diffraction s’en déduit alors :

$$\Delta\theta_{FWHM} = 2W^{-1} \left(-\frac{t_{ext}^2}{2d_{hkl}T_0} \ln \left(\frac{1}{2} \left(1 + e^{-2\frac{W(0)d_{hkl}T_0}{t_{ext}^2}} \right) \right) \right) \quad (2.93)$$

Or, on montre que :

$$\ln\left(\frac{1+e^{-x}}{2}\right) > -\frac{x}{2} \quad \forall x > 0 \quad (2.94a)$$

$$\ln\left(\frac{1+e^{-x}}{2}\right) \approx -\frac{x}{2} \quad \text{pour } x \ll 1 \quad (2.94b)$$

$$\ln\left(\frac{1+e^{-x}}{2}\right) \approx -\ln(2) \quad \text{pour } x \gg 1 \quad (2.94c)$$

On a aussi W décroissante pour $x > 0$, et, comme $\int W(\Delta\theta)d\Delta\theta = 1$, $W(0) \approx \frac{1}{m}$ pour les fonctions W “standards”. On en déduit, d’après les équations précédentes :

$$\Delta\theta_{FWHM} > 2W^{-1}\left(\frac{W(0)}{2}\right) = m \quad (2.95a)$$

$$\Delta\theta_{FWHM} \approx m \quad \text{pour } \frac{T_0}{m} \ll \frac{t_{ext}^2}{2d_{hkl}} \quad (2.95b)$$

$$\Delta\theta_{FWHM} \approx 2W^{-1}\left(\ln(2)\frac{t_{ext}^2}{2d_{hkl}T_0}\right) \quad \text{pour } \frac{T_0}{m} \gg \frac{t_{ext}^2}{2d_{hkl}} \quad (2.95c)$$

Cela veut dire que la courbe de diffraction est toujours plus large que la mosaïcité et que cette largeur n’est atteinte que pour une épaisseur de cristal faible et/ou une mosaïcité importante. On montre aussi que lorsque cette dernière condition est remplie, la courbe de diffraction se rapproche de $W(\Delta\theta)$ (typ. une gaussienne) :

$$\frac{\mathcal{P}(T_0)}{\mathcal{P}_0(0)} \approx W(\Delta\theta)QT_0e^{-\mu T_0} \quad \text{pour } \frac{T_0}{m} \ll \frac{t_{ext}^2}{2d_{hkl}} \quad (2.96)$$

Les tables 2.14 et 2.15 donnent les valeurs de $\frac{t_{ext}^2}{2d_{hkl}}$ en mm.arcmin⁻¹ pour 122 et 170 keV et une température de 293 K.

	111	200	220	222	311	331	333	400	420	422	440	442	444
Carbone	6,19		12,5		37,4	69,7	106	28,7		45,7	65,9		123
Cuivre	0,258	0,345	0,807	1,49	1,30	3,33	6,62	2,43	3,66	5,22	9,40	12,1	22,7
Silicium	4,32		5,29		14,4	26,0	41,6	10,7		17,6	27,0		56,3
Germanium	0,757		0,845		2,28	4,17	6,62	1,70		2,81	4,25		8,31

TAB. 2.14: Limites de profil gaussien (T_0/m) en mm/arcmin pour 293 K et 122 keV

	111	200	220	222	311	331	333	400	420	422	440	442	444
Carbone	12,0		24,3		72,7	135	205	55,8		88,7	128		239
Cuivre	0,501	0,670	1,57	2,89	2,51	6,46	12,8	4,72	7,11	10,1	18,3	23,4	44,0
Silicium	8,39		10,3		27,9	50,6	80,7	20,7		34,2	52,4		109
Germanium	1,47		1,64		4,43	8,09	12,9	3,3		5,46	8,25		16,1

TAB. 2.15: Limites de profil gaussien (T_0/m) en mm/arcmin pour 293 K et 170 keV

D’après ces données, l’approximation de la courbe de diffraction par la distribution angulaire des cristallites n’est valide que pour des cristaux très fins, des mosaïcités importantes et des plans de diffraction d’indices élevés.

Pour effectuer les calculs suivants, on particularise à une distribution gaussienne :

$$W(\Delta\theta) = 2\sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}} \frac{1}{m} e^{-\ln(2)\left(\frac{\Delta\theta}{m/2}\right)^2} \quad (2.97)$$

En posant :

$$\begin{aligned} \alpha &= 4\sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}} \frac{QT_0}{m} \approx 0,939 \frac{2d_{hkl}T_0}{mt_{ext}^2} \\ u &= \frac{\Delta\theta}{m/2} \end{aligned} \quad (2.98)$$

On obtient pour la réflectivité, la largeur à mi-hauteur et la réflectivité maximale :

$$\frac{\mathcal{P}(T_0)}{\mathcal{P}_0(0)} = \frac{1}{2} \left(1 - e^{-\alpha e^{-\ln(2)u^2}}\right) e^{-\mu T_0} \quad (2.99a)$$

$$\Delta u_{FWHM} = 2\sqrt{\frac{-\ln\left(-\frac{1}{\alpha} \ln\left(\frac{1}{2}(1 + e^{-\alpha})\right)\right)}{\ln(2)}} \quad (2.99b)$$

$$\left(\frac{\mathcal{P}(T_0)}{\mathcal{P}_0(0)}\right)_{max} = \frac{1}{2} (1 - e^{-\alpha}) e^{-\mu T_0} \quad (2.99c)$$

La figure 2.13 représente la forme courbe de diffraction (sans absorption) en fonction de u pour plusieurs valeurs de α . Cela montre bien que pour $\alpha > 1$, la courbe s'éloigne de la forme gaussienne. L'échelle y est normalisée à 1 pour le maximum.

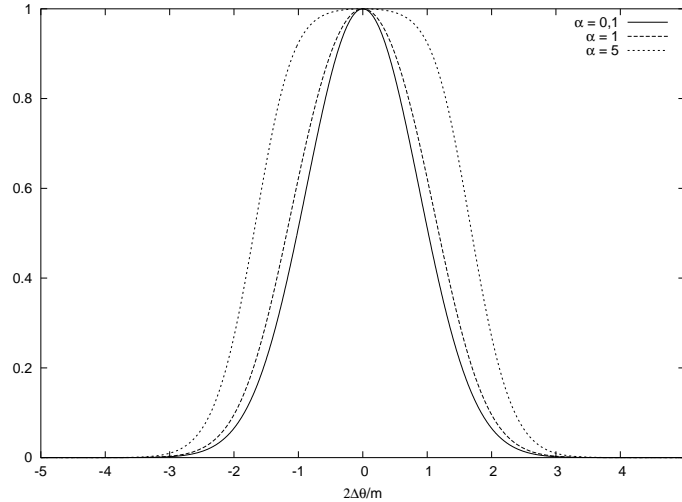


FIG. 2.13: Allure des courbes de diffraction d'un cristal mosaïque

Nous devons aussi évaluer un autre paramètre essentiel : la réflectivité intégrée, c.à.d l'intégrale de la courbe de diffraction par rapport à $\Delta\theta$ (ou λ). Malheureusement, en dehors de l'approximation gaussienne, cette intégrale ne se calcule pas analytiquement.

La courbe de réflectivité étant paire, on peut ne calculer la primitive de $\frac{1}{2} \left(1 - e^{-\alpha e^{-\ln(2)u^2}}\right)$ que pour les u positifs. Les figures 2.14 représentent l'intégrale numérique de cette fonction $\left(\int_0^u \frac{1}{2} \left(1 - e^{-\alpha e^{-\ln(2)v^2}}\right) dv\right)$ pour différentes valeurs de α .

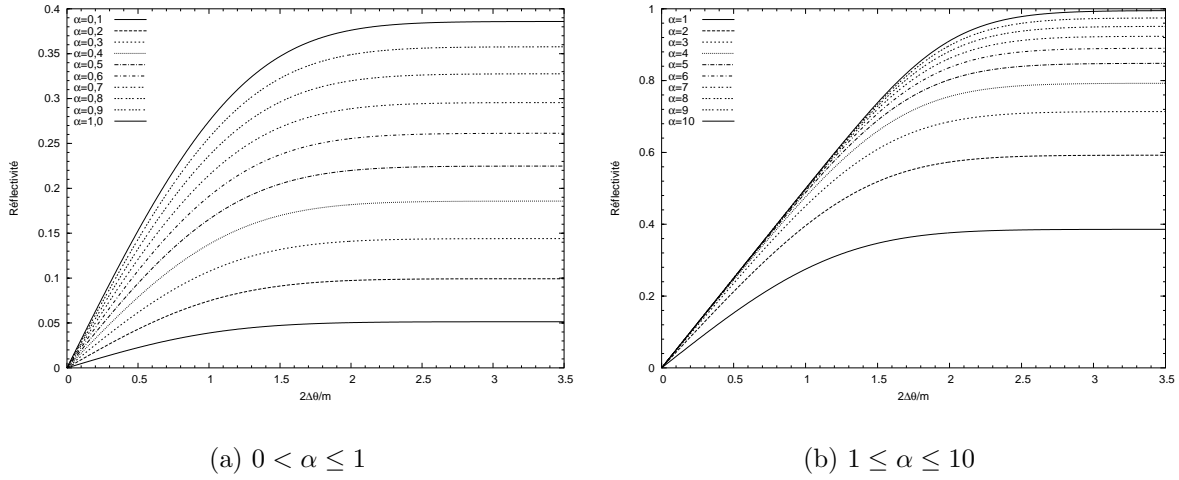


FIG. 2.14: Variation de la réflectivité intégrée en fonction de $\frac{\Delta\theta}{m/2}$ et α

L'intégrale sur $[-\infty : +\infty]$ peut être obtenue avec une bonne approximation en multipliant la largeur à mi-hauteur de la courbe de diffraction par son maximum. En reprenant les notations précédentes, cela se traduit par :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{R}_m^\theta &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathcal{P}(T_0)}{\mathcal{P}_0(0)} d\Delta\theta \\
 &= \frac{m}{2} e^{-\mu T_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} \left(1 - e^{-\alpha e^{-\ln(2)u^2}} \right) du \\
 &= \frac{m}{2} e^{-\mu T_0} \mathcal{R}_m^u \\
 \mathcal{R}_m^\lambda &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathcal{P}(T_0)}{\mathcal{P}_0(0)} d\lambda \\
 &= 2d_{hkl} \mathcal{R}_m^\theta = d_{hkl} m e^{-\mu T_0} \mathcal{R}_m^u \\
 \mathcal{R}_m^u &\approx (1 - e^{-\alpha}) \sqrt{\frac{-\ln\left(-\frac{1}{\alpha} \ln\left(\frac{1}{2}(1 + e^{-\alpha})\right)\right)}{\ln(2)}}
 \end{aligned} \tag{2.100}$$

La qualité de cette évaluation peut être constatée sur la figure 2.15. Sur cette figure ont été reportés des points d'intégration numériques de \mathcal{R}_m^u ainsi que le modèle correspondant. Même si la formulation de ce modèle n'est pas simple, il a l'avantage d'être analytique et sera utilisé lors de l'optimisation des paramètres cristallins.

Nous venons de voir les fondements théoriques qui sont à la base de la lentille γ . Néanmoins, une multitude de causes peuvent faire dévier les cristaux réels de la théorie. Le modèle de Darwin est un modèle simple permettant de prendre en compte les désordres cristallins mais d'autres phénomènes peuvent intervenir :

- Inhomogénéité du cristal (taille des cristallites, mosaïcité, ...).
- Distribution angulaire des cristallites (gaussienne, lorentzienne, ...).
- Imperfections du réseau cristallin (lacunes, impuretés, ...).

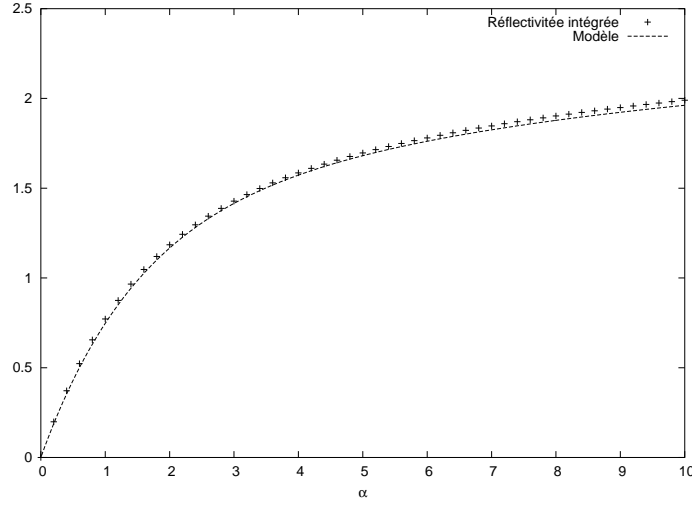


FIG. 2.15: Réflectivité intégrée (sans absorption) d'un cristal mosaïque

- Polycristallinité (agrégat de quelques blocs cristallins macroscopiques quasiment parfaits)
- Zones “amorphes” (ces parties du cristal ne participent pas à la diffraction mais absorbent le flux)
- ...

Toutes ces imperfections ne sont pas facilement mesurables, il est donc inutile d'attendre de la théorie un ajustement parfait aux données expérimentales. Pour une étude plus poussée de certaines imperfections dans les cristaux mosaïques et leur modélisation, le lecteur se référera à Alianelli [2002] ; Alianelli *et al.* [2001].

2.1.3 Diffraction par un cristal étendu

Nous n'avons pas encore parlé dans cette section de l'influence de l'étendue spatiale du cristal. Considérons pour ce faire le schéma de la figure 2.16 page suivante : un cristal mosaïque de hauteur $2\Delta r$ est placé à une distance D d'une source S . On enregistre le spectre diffracté en S' (ou en tout autre point de l'espace image de telle sorte que tout le flux diffracté soit intercepté). De plus, on appelle I_0 le flux de la source, supposé homogène sur le cristal. Il faut alors distinguer plusieurs cas :

2.1.3.1 Source à l'infini, monochromatique

C'est évidemment le cas le plus simple. Tous les points du cristal reçoivent le même rayonnement avec la même incidence. Dans ce cas, le spectre diffracté est un Dirac centré sur la longueur d'onde incidente λ_0 et son intensité est proportionnelle à la relation (2.85) :

$$P_{diff}(\lambda) = \frac{1}{2} \left(1 - e^{-2W(\Delta\theta) \frac{d_{hkl} T_0}{t_{ext}^2}} \right) e^{-\mu T_0} I_0(\lambda) 2\Delta r \delta(\lambda - \lambda_0) \quad (2.101)$$

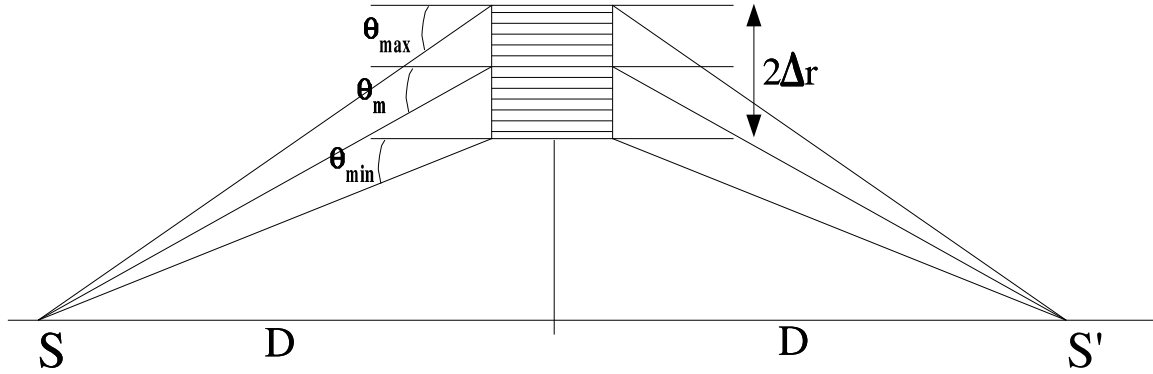


FIG. 2.16: Diffraction par un cristal étendu

où $\Delta\theta$ est la différence (en angle) entre l'angle de Bragg correspondant à λ et la direction incidente. L'intégrale du spectre obtenu suit immédiatement :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P_{diff}(\lambda) d\lambda = \frac{1}{2} \left(1 - e^{-2W(\Delta\theta) \frac{d_{hkl} T_0}{t_{ext}^2}} \right) e^{-\mu T_0} I_0(\lambda_0) 2\Delta r \quad (2.102)$$

2.1.3.2 Source à l'infini, polychromatique

Cette situation est celle de la lentille lors de l'observation de la nébuleuse du Crabe. Nous sommes quasiment dans le cas du paragraphe précédent, sauf que la courbe de réflectivité doit aussi être intégrée par rapport à λ :

$$P_{diff}(\lambda) = \frac{1}{2} \left(1 - e^{-2W(\Delta\theta) \frac{d_{hkl} T_0}{t_{ext}^2}} \right) e^{-\mu T_0} I_0(\lambda) 2\Delta r \quad (2.103)$$

Si on peut supposer $I_0(\lambda)$ constant sur la plage de diffraction, l'intégrale se met sous la forme (en utilisant les notations précédentes (2.100)) :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P_{diff}(\lambda) d\lambda = \mathcal{R}_m^\lambda I_0(\lambda_0) 2\Delta r = 2md_{hkl}\Delta r \mathcal{R}_m^u e^{-\mu T_0} I_0(\lambda_0) \quad (2.104)$$

En considérant l'efficacité comme le rapport du flux total diffracté sur le flux dans la largeur du pic de diffraction, on a :

$$\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} P_{diff}(\lambda) d\lambda}{\Delta\lambda_{FWHM} 2\Delta r I_0(\lambda_0)} \approx \left(\frac{\mathcal{P}(T_0)}{\mathcal{P}_0(0)} \right)_{max} \approx \frac{1}{2} (1 - e^{-\alpha}) e^{-\mu T_0} \quad (2.105)$$

Il faut toutefois noter que cette valeur n'a pas de signification physique immédiate puisque cela revient à calculer le flux incident dans une bande, tandis que le signal est intégré sur toutes les longueurs d'onde.

2.1.3.3 Source à distance finie, monochromatique

La situation est maintenant un peu plus complexe puisque tous les points du cristal ne voient pas le faisceau incident avec le même angle. Il faut donc intégrer la courbe de réflectivité suivant r , distance au milieu du cristal. Pour ce faire, on introduit les notations suivantes :

$$\begin{aligned}
 \theta &= \theta_m + \Delta\theta \\
 \theta_m &= \text{Angle d'incidence au milieu du cristal} \\
 \Delta\theta &\approx \frac{r}{D} = \text{Différence d'angle d'incidence} \\
 u_m &= \frac{\theta_B - \theta_m}{m/2} \\
 u_r &= \frac{\Delta\theta}{m/2} = \frac{r}{Dm/2} \\
 \Delta u_r &= \frac{\Delta r}{Dm/2}
 \end{aligned} \tag{2.106}$$

θ_B est l'angle de Bragg correspondant à l'énergie de l'onde incidente (λ_0). Avec ces notations, et en se plaçant dans le cas d'une distribution gaussienne :

$$\begin{aligned}
 P_{diff}(\lambda) &= \int_{-\Delta r}^{+\Delta r} \frac{1}{2} \left(1 - e^{-2W(\theta_m + \frac{r}{D} - \theta_B) \frac{d_{hkl} T_0}{t_{ext}^2}} \right) e^{-\mu T_0} dr I_0(\lambda) \delta(\lambda - \lambda_0) \\
 &= \frac{Dm}{2} \int_{-\Delta u_r}^{+\Delta u_r} \frac{1}{2} \left(1 - e^{-\alpha e^{-\ln(2)(u_r - u_m)^2}} \right) du_r e^{-\mu T_0} I_0(\lambda) \delta(\lambda - \lambda_0)
 \end{aligned} \tag{2.107}$$

Cette expression peut se simplifier si l'intégration a lieu sur un intervalle bien plus grand que le domaine où la réflectivité est non-nul. La fonction $\frac{1}{2} \left(1 - e^{-\alpha e^{-\ln(2)u^2}} \right)$ est nulle si $u \gg 1$ (voir la figure 2.13). Donc si les conditions suivantes sont remplies :

$$\begin{cases} \Delta u_r - u_m \gg 1 \Leftrightarrow \frac{\Delta r}{D} - (\theta_B - \theta_m) \gg \frac{m}{2} \\ \Delta u_r + u_m \gg 1 \Leftrightarrow \frac{\Delta r}{D} + (\theta_B - \theta_m) \gg \frac{m}{2} \end{cases} \tag{2.108}$$

Alors :

$$P_{diff}(\lambda) \approx \frac{Dm}{2} \mathcal{R}_m^u e^{-\mu T_0} I_0(\lambda) \delta(\lambda - \lambda_0) \tag{2.109}$$

On en déduit immédiatement l'intensité intégrée :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P_{diff}(\lambda) d\lambda \approx \frac{Dm}{2} \mathcal{R}_m^u e^{-\mu T_0} I_0(\lambda_0) \tag{2.110}$$

2.1.3.4 Source à distance finie, polychromatique

Ce cas, le plus complexe, est celui des mesures effectuées en laboratoire. La formule (2.107) est toujours valable mais l'intégration faite alors sur r n'est pas valide pour

toutes les longueurs d'onde : θ_B varie et les conditions (2.108) ne peuvent être remplies que pour certaines longueurs d'onde (celles pour lesquelles l'angle de Bragg est proche de l'angle d'incidence au milieu du cristal). En général, il faut utiliser :

$$P_{diff}(\lambda) = \frac{Dm}{2} (F_\alpha(\Delta u_r - u_m) + F_\alpha(\Delta u_r + u_m)) e^{-\mu T_0} I_0(\lambda) \quad (2.111)$$

$$F_\alpha(u) = \int_0^u \frac{1}{2} \left(1 - e^{-\alpha e^{-\ln(2)v^2}} \right) dv$$

La fonction $F_\alpha(u)$ est représentée en figure 2.14 page 53. $P_{diff}(\lambda)$ peut aussi se mettre sous la forme d'une convolution de la courbe de réflectivité (eq (2.85)) et d'une fonction porte de largeur $2\Delta u_r$ centrée en u_m . Ainsi, on peut faire deux approximations suivant les valeurs de Δr :

$$P_{diff}(\lambda) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(1 - e^{-2W(\theta_m - \theta_B) \frac{d_{hkl} T_0}{t_{ext}^2}} \right) 2\Delta r e^{-\mu T_0} I_0(\lambda) & 2\Delta r \ll Dm \\ \begin{cases} \frac{Dm}{2} \mathcal{R}_m^u e^{-\mu T_0} I_0(\lambda) & |\theta_m - \theta_B| < \frac{\Delta r}{D} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} & 2\Delta r \gg Dm \end{cases} \quad (2.112)$$

Si on calcule la réflectivité intégrée sur tout le spectre et en supposant $I_0(\lambda)$ constant, alors :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} P_{diff}(\lambda) d\lambda &= d_{hkl} Dm^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\Delta u_r}^{+\Delta u_r} \frac{1}{2} \left(1 - e^{-\alpha e^{-\ln(2)(u_r - u_m)^2}} \right) du_r du_m e^{-\mu T_0} I_0(\lambda_0) \\ &\approx d_{hkl} Dm^2 \mathcal{R}_m^u \int_{-\Delta u_r}^{+\Delta u_r} du_r e^{-\mu T_0} I_0(\lambda_0) \\ &\approx 2m d_{hkl} \Delta r \mathcal{R}_m^u e^{-\mu T_0} I_0(\lambda_0) \end{aligned} \quad (2.113)$$

Ainsi, le flux total diffracté par un cristal à distance finie et une source polychromatique est identique au flux total diffracté par une source polychromatique située à l'infini. Il faut cependant noter que le spectre à distance finie est plus étalé (largeur géométrique du cristal) que le spectre pour la même source à l'infini.

Rappelons aussi que pour calculer ces flux diffractés, nous avons supposé que Q et μ étaient constants par rapport à λ , ce qui n'est vérifié que pour une bande étroite de longueur d'onde. Pour effectuer des calculs plus précis, il est nécessaire d'intégrer numériquement la courbe de réflectivité par rapport à la longueur d'onde et à l'étendue spatiale. D'autre part, pour les formules précédentes concernant des sources polychromatiques, le flux incident est exprimé par unité de longueur d'onde. Néanmoins, les flux incidents sont généralement exprimés par unité d'énergie (typiquement par keV). Dans ce dernier cas, $I_0(\lambda_0)$ doit être remplacé par $\frac{E_0^2}{hc} I_0(E_0)$.

2.2 Réalisation d'une lentille gamma

Après avoir étudié les bases théoriques de la cristallographie et la diffraction de Bragg, nous allons voir dans ce chapitre comment ces principes ont été utilisés pour concevoir une lentille pour les rayonnements γ .

2.2.1 Le principe

Nous avons vu au chapitre précédent que sous certaines conditions d'angle et de longueur d'onde, il était possible de dévier les rayonnements X et γ en utilisant la relation de Bragg (formule 2.44, page 36). Imaginons donc un cristal en diffraction de Bragg : un faisceau X issu d'une source est dévié avec un angle $2\theta_B$, où θ_B est l'angle de Bragg correspondant à l'énergie incidente. Maintenant, effectuons une rotation de l'ensemble autour d'un axe parallèle au rayon incident et dans le plan des faisceaux (direct/diffracté). Tous les rayons diffractés convergent alors en un seul point, le foyer, tous les rayons incidents semblent provenir d'une même source, située à l'infini et les cristaux se répartissent sur un cercle. En utilisant d'autres plans cristallins de diffraction, il est possible de placer des cristaux sur des rayons différents mais faisant converger le faisceau au même point. Au final, nous avons un ensemble de cristaux, répartis sur des anneaux concentriques et focalisant des rayons (d'énergie fixée) provenant de l'infini vers un point. Cette propriété est évidemment celle d'une lentille "classique", mais qui focaliserait une énergie bien déterminée en rayonnement γ .

2.2.1.1 Choix de la géométrie et des matériaux

La diffraction dans un réseau cristallin peut s'effectuer suivant deux géométries distinctes : géométries de Bragg ou de Laue (voir fig. 2.10 page 44). D'autre part, les angles d'incidence remplissant la condition de Bragg sont faibles : typiquement de l'ordre du degré pour les énergies au-delà de 100 keV (voir tableaux 2.6 et 2.7 page 37). Cela implique qu'utiliser la géométrie de Bragg nécessiterait des cristaux extrêmement longs : pour un faisceau d'1 cm de haut et un angle de Bragg de 1° , la longueur du cristal devrait être de 57 cm ! Cela poserait d'évidents problèmes de mécanique, d'élasticité des cristaux, de réglage, de croissance cristalline de blocs homogènes aussi grands, etc. Néanmoins, l'absorption dans les matériaux devient acceptable dans ces gammes d'énergie et il devient possible d'utiliser la diffraction de Bragg en géométrie de Laue.

Le choix du matériau résulte d'un compromis entre absorption, efficacité de diffraction et possibilité de croissance cristalline. Une étude détaillée du choix du matériau pour les cristaux de la lentille est faite dans Kohnle [1998] ; Laporte [2000]. En résumé, il faut tout d'abord trouver un matériau stable, solide dans les conditions normales de température et de pression et relativement robuste (non-friable, ductilité faible). Afin de maximiser l'efficacité de diffraction, il faut aussi un matériau possédant un grand nombre d'électrons (numéro atomique important) et cristallisant dans une structure relativement compacte (plus grande densité volumique d'électrons). A contrario, l'absorption augmente avec la densité du matériau (donc son nombre de masse). Il faut aussi prendre en compte les techniques existantes de croissance cristalline et leur capacité à fournir des cristaux répondant à nos critères de mosaïcité, taille et découpe (voir § 2.2.2 page 61). Au final, le germanium a été retenu pour les cristaux de diffraction. Le cuivre semble aussi une alternative intéressante depuis l'émergence de nouvelles techniques permettant d'atteindre les mosaïcités souhaitées.

2.2.1.2 Calculs et dimensionnement d'une lentille γ

Nous nous proposons dans ce paragraphe d'établir les formules et les conditions géométriques qui permettent de "construire" une lentille γ . Ces calculs, basés sur la relation de Bragg, sont développés et appliqués à la lentille existante dans l'annexe A page 237. Nous allons ici en rappeler les principaux résultats.

On considère une lentille γ située en O et un cristal positionné à un rayon r de son centre (figure 2.17). E_∞ , θ_∞ et F_∞ représentent respectivement l'énergie, l'angle de Bragg et le point focal correspondant à un faisceau incident d'une source à l'infini. On définit de la même façon E , θ et F pour une source située en S, à une distance D de la lentille. Les

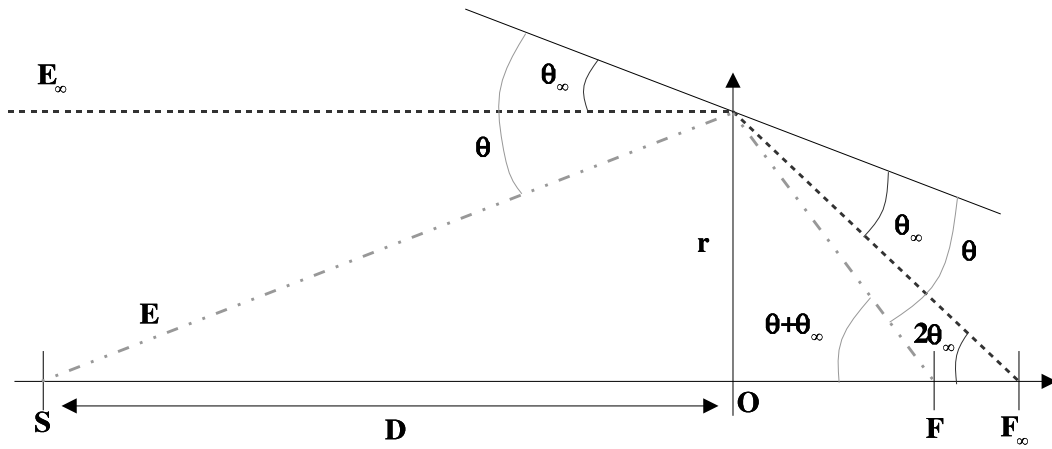


FIG. 2.17: Schéma de principe d'une lentille γ

angles étant suffisamment petits (voir tableaux 2.6 et 2.7 page 37), la relation de Bragg se met sous la forme :

$$\theta \approx \frac{hc}{2d_{hkl}E} \approx 213,11 \left(\frac{1 \text{ \AA}}{d_{hkl}} \right) \left(\frac{100 \text{ keV}}{E} \right) \text{ arcmin} \quad (2.114)$$

Or, on a $\theta \approx \theta_\infty + \frac{r}{D}$ d'où :

$$\begin{aligned} \frac{1}{E} &\approx \frac{1}{E_\infty} + \frac{2d_{hkl}}{hc} \frac{r}{D} \\ \frac{100 \text{ keV}}{E} &\approx \frac{100 \text{ keV}}{E_\infty} + 0,16128 \left(\frac{d_{hkl}}{1 \text{ \AA}} \right) \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \end{aligned} \quad (2.115)$$

Cette relation est une relation de conjugaison sur les énergies : il est équivalent (pour l'orientation des plans cristallins) de focaliser un faisceau d'énergie E_∞ provenant de l'infini ou un faisceau d'énergie E émis par une source située à une distance D . Cette propriété nous sera très utile pour régler la lentille au laboratoire. De plus, $F_\infty \approx \frac{r}{2\theta_\infty}$ et

$F \approx \frac{r}{\theta + \theta_\infty}$. On en déduit que :

$$\begin{aligned} F_\infty &\approx \frac{r E_\infty d_{hkl}}{hc} \\ &\approx 0,80644 \left(\frac{E_\infty}{100 \text{ keV}} \right) \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{d_{hkl}}{1 \text{ \AA}} \right) \text{ m} \end{aligned} \quad (2.116)$$

et :

$$\frac{1}{F} - \frac{1}{D} \approx \frac{1}{F_\infty} \quad (2.117)$$

Cette dernière formule est une relation de conjugaison très semblable à la relation de conjugaison des lentilles minces. On peut aussi constater à partir de ces formules, que pour obtenir une lentille γ (c.à.d que les faisceaux diffractés de différents rayons convergent au même point pour une même énergie incidente), il faut (et il suffit) que $r \cdot d_{hkl}$ soit constant. Pour une maille cubique, cela revient à dire que $r \propto \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$.

La taille du faisceau au niveau du plan image (où on place le détecteur) est la projection de l'empreinte de chaque cristal sur ce plan. Pour garder l'avantage d'un détecteur de faible volume (et donc de faible bruit), il faut garder une taille de cristal relativement petite (typ. 1 cm).

Dans le cas de la lentille γ , il s'agissait de trouver une énergie diffractée et un ensemble de couples (r, d_{hkl}) induisant une longueur focale acceptable pour un vol stratosphérique, une efficacité satisfaisante et une surface collectrice suffisante. L'énergie observée a été choisie à 170 keV pour ces raisons mais aussi pour l'absence de raie de bruit de fond forte à cette énergie. La lentille a ensuite été conçue pour donner la fraction de surface diffractante la plus grande et une focale raisonnable. La lentille γ comporte huit anneaux dont les caractéristiques sont données dans le tableau 2.16 et en plus détaillé dans le § 5 de l'annexe A page 237. On remarque que pour tous les anneaux (exceptés le 4 et le 6),

Anneau	Plan	Nombre de cristaux	Taille (mm)	Rayon moyen (mm)	$R_{moy} \cdot d_{hkl}$ (mm.Å)
0	111	28	10x10	61,7	201,6
1	220	52	10x10	100,8	201,7
2	311	56	10x10	118,2	201,7
3	400	72	10x10	142,6	201,7
4	331	80	10x7	156,18	202,7
5	422	88	10x10	174,64	201,7
6	333	96	10x7	188,15	204,9
7	440	104	10x10	201,67	201,7

TAB. 2.16: Caractéristiques dimensionnelles de la lentille γ

la condition $r \cdot d_{hkl} = Cste$ est bien vérifiée. Les anneaux 4 et 6 font exception à cause de problèmes d'encombrement. Étant donnée leur faible taille radiale, ceci peut en partie être compensé (voir l'annexe A page 237).

2.2.2 Optimisation des paramètres cristallins

Nous avons vu au chapitre précédent que la réflectivité des cristaux mosaïques “idéalement imparfaits” dépendait de deux facteurs : la mosaïcité et l'épaisseur du cristal. Maintenant que nous avons un dimensionnement de la lentille, il faut définir un critère permettant d'optimiser ces deux paramètres cristallins. Le critère naturel d'optimisation apparaît comme la maximisation de la significativité de la détection pendant un temps d'observation donné. De façon générale, si S est le signal reçu et N le bruit de mesure, tous deux exprimés en nombre d'évènements détectés et de statistique poissonnienne (bruit de photons), alors la significativité se met sous la forme :

$$n_\sigma = \frac{S}{\sqrt{S+N}} \quad (2.118)$$

Dans le cas où la mesure est dominée par le bruit de fond (cas usuel en astronomie γ), $N \gg S$ et la relation précédente se met sous la forme :

$$n_\sigma \approx \frac{S}{\sqrt{N}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{S}{N}\right) \approx \frac{S}{\sqrt{N}} \quad N \gg S \quad (2.119)$$

Physiquement, l'observation se fait dans une bande en énergie (au moins celle du détecteur) et on peut supposer le signal et le bruit invariants au cours du temps et le bruit indépendant de l'énergie (dans cette bande). Dans ce cas, si on considère une bande en énergie ΔE pendant un temps Δt , on a :

$$n_\sigma = \frac{P_S}{\sqrt{P_S + I_N \Delta E}} \sqrt{\Delta t} \quad (2.120)$$

Dans cette relation, P_S représente l'intensité du flux incident dans la bande en énergie considérée en cps/s et I_N est le niveau de bruit de fond, exprimé en cps/s/keV. Nous allons maintenant définir quels sont les paramètres cristallins permettant la meilleure observation d'une source à l'infini.

2.2.3 Optimisation pour l'observation d'une raie fine

Dans le cas de l'observation d'une raie fine, la largeur énergétique d'observation est donnée par la résolution du détecteur, soit ΔE_{det} , et donc le niveau de bruit de fond est fixé. Maximiser la détection revient alors à récolter le plus de signal possible.

Si la source est rigoureusement monochromatique, les calculs du § 2.1.3.1 page 54 sont valides. Le signal est alors maximal pour un angle d'incidence égal à l'angle de Bragg à l'énergie de la source (lentille réglée pour cette énergie et pointée...) et une mosaïcité la plus faible possible. Cette seconde condition implique un cristal quasiment parfait, il faut alors utiliser la théorie dynamique et oublier le modèle de Darwin...

Généralement, les raies observées ont une certaine largeur (mesurée ou supposée). D'autre part, la réponse d'un cristal n'est homogène que dans un champ de vue équivalent à la mosaïcité donc une mosaïcité très faible n'est pas toujours acceptable (taille des sources, précision de pointage ...). On se donne donc une largeur énergétique d'observation : ΔE . Le but est alors de trouver l'épaisseur et la mosaïcité qui maximise la

réflectivité intégrée et avec une largeur énergétique de ΔE . En toute rigueur, la largeur énergétique dépend à la fois de la mosaïcité et de l'épaisseur tout comme l'efficacité au pic (voir § 2.1.2.10 page 47). On peut néanmoins considérer que la largeur énergétique vaut : $\Delta\lambda = \frac{\lambda}{E}\Delta E = 2d_{hkl}m$. Ceci nous donne donc une valeur pour la mosaïcité. D'après les relations (2.98) et (2.99), page 52, la réflectivité au pic maximale est réalisée pour :

$$T_0^{max} = \frac{\ln \left(1 + 8\sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}} \frac{d_{hkl}^2}{\Delta\lambda t_{ext}^2 \mu} \right)}{8\sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}} \frac{d_{hkl}^2}{\Delta\lambda t_{ext}^2 \mu}} \Rightarrow 0 < T_0^{max} < \frac{1}{\mu}, \forall m \quad (2.121)$$

Pour plus de précision, il est toujours possible d'itérer le processus en calculant la largeur énergétique réelle du pic de diffraction puis corrigeant en conséquence la mosaïcité, etc. Notons tout de même qu'au vu des différentes approximations effectuées et des incertitudes intrinsèques sur la mesure des paramètres cristallins, un tel raffinement n'est pas forcément nécessaire...

2.2.4 Optimisation pour l'observation d'un spectre continu

Dans le cas où une source de spectre continu est observée, la situation est assez différente car la bande en énergie n'est pas fixée. Lorsque la mosaïcité augmente, le flux collecté augmente (voir § 2.1.2.10 page 47 et la figure 2.15) mais la largeur énergétique (donc le bruit) aussi. Le rôle de l'épaisseur est plus complexe : l'efficacité de diffraction mais aussi l'absorption augmente avec l'épaisseur. Pour avoir une idée des paramètres optimaux, on suppose une statistique dominée par le bruit. Pour un spectre plat et d'après le § 2.1.3.2 page 55 et les formules approchées (2.100) page 53, le signal est proportionnel à :

$$\begin{aligned} P_S &\propto m f(\alpha) \sqrt{g(\alpha)} e^{-\mu T} \\ f(\alpha) &= \frac{1}{2} (1 - e^{-\alpha}) \\ g(\alpha) &= -\ln \left(-\frac{\ln \left(\frac{1}{2} (1 + e^{-\alpha}) \right)}{\alpha} \right) \end{aligned} \quad (2.122)$$

D'autre part, le niveau de bruit peut être estimé en intégrant sur la largeur à mi-hauteur de la courbe de diffraction. Dans ce cas, la significativité est proportionnelle à :

$$n_\sigma = f(\alpha) \sqrt{m \sqrt{g(\alpha)}} e^{-\mu T} \quad (2.123)$$

On cherche le maximum de n_σ par rapport à m et T . Pour éviter les racines carrées, il est équivalent de chercher le maximum de n_σ^4 . Les deux dérivées partielles suivantes doivent être nulles :

$$\frac{\partial n_\sigma^4}{\partial m} = \frac{\partial \alpha}{\partial m} \frac{\partial f^4 g}{\partial \alpha} m^2 e^{-4\mu T} + 2m f^4 g e^{-4\mu T} = 0 \quad (2.124a)$$

$$\frac{\partial n_\sigma^4}{\partial T} = \frac{\partial \alpha}{\partial T} \frac{\partial f^4 g}{\partial \alpha} m^2 e^{-4\mu T} - 4m^2 \mu f^4 g e^{-4\mu T} = 0 \quad (2.124b)$$

En reprenant la définition de α (formule (2.98), page 52) et en résolvant $\frac{\partial T}{\partial \alpha} \frac{\partial n_{\alpha}^4}{\partial T} - \frac{\partial m}{\partial \alpha} \frac{\partial n_{\alpha}^4}{\partial m} = 0$, on trouve :

$$2 - 4T\mu = 0 \quad \Leftrightarrow \quad T = \frac{1}{2\mu} \quad (2.125)$$

Avec cette valeur et en utilisant (2.124b), on en déduit :

$$\left(\frac{\partial f^4 g}{\partial \alpha} - 2 \frac{f^4 g}{\alpha} \right) (\alpha) = 0 \quad (2.126)$$

La solution (numérique !) de cette équation nous donne :

$$\alpha \approx 1,636256 \quad (2.127)$$

Nous avons donc au final pour les paramètres optimisés :

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2\mu} \\ m &= 0,57414 \frac{d_{hkl}}{\mu t_{ext}^2} \propto \frac{1}{E^2} \end{aligned} \quad (2.128)$$

En prenant ces valeurs optimisées, les valeurs caractéristiques sont :

$$\mathcal{R}_m^u \approx 1,03975 \quad (2.129a)$$

$$\Delta \lambda_{FWHM} \approx 1,5937 \frac{d_{hkl}^2}{\mu t_{ext}^2} \quad (2.129b)$$

$$\Delta E_{FWHM} \approx 0,128547 \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^2 \left(\frac{d_{hkl}}{1 \text{ Å}} \right)^2 \left(\frac{1 \text{ cm}^{-1}}{\mu} \right) \left(\frac{100 \text{ μm}}{t_{ext}} \right)^2 \quad (2.129c)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} P_{diff}(\lambda) d\lambda \approx 0,362077 \frac{d_{hkl}^2}{\mu t_{ext}^2} I_0 \quad (2.129d)$$

Dans ces équations, I_0 est le flux incident par unité de longueur d'onde. Si on considère l'efficacité en terme de flux total collecté divisé par le flux incident dans la largeur du pic de diffraction :

$$\frac{\int_{-\infty}^{\infty} P_{diff}(\lambda) d\lambda}{\Delta \lambda_{FWHM} I_0} \approx 22,7 \% \quad (2.130)$$

De par le calcul effectué, cette valeur est en fait l'efficacité au pic (voir § 2.1.3.2 page 55). Il est remarquable que l'optimisation induit une efficacité au pic indépendante du plan de diffraction (donc de l'anneau de la lentille). La largeur est par contre ajustée afin d'avoir la meilleure détection.

Ces solutions ont été appliquées au cas de la lentille (énergie incidente de 170 keV, $\mu_{Ge} \approx 1,1 \text{ cm}^{-1}$) dans le tableau 2.17 page suivante.

Ces résultats correspondent à des observations *indépendantes* par les différents plans cristallins, dans des bandes en énergie différentes. Cela se voit notamment dans l'équation (2.129c), où la largeur de diffraction est proportionnelle au carré de la distance inter-réticulaire. Cependant, dans le cas de la lentille, l'observation se fait dans une même bande énergétique pour toute la lentille. L'optimisation dans ce cas requiert une largeur diffractée

Anneau	Plan	m_{opti} (arcsec)	T_{opti} (mm)	ΔE_{FWHM} (keV)
0	111	106	4,54	10,9
1	220	95,5	4,54	5,99
2	311	35,3	4,54	1,89
3	400	47,4	4,54	2,1
4	331	19,3	4,54	0,79
5	422	28,7	4,54	1,04
6	333	12,2	4,54	0,42
7	440	19,0	4,54	0,6

TAB. 2.17: Paramètres optimisés pour l'observation d'un continu

par anneau se rapprochant de la largeur énergétique d'observation, et donc, en première approximation, une mosaïcité inversement proportionnelle à la distance inter-réticulaire, ce qui est incompatible avec l'équation (2.128). Ceci signifie qu'a priori certains anneaux seront bien moins efficaces que leur maximum théorique.

Pour essayer d'optimiser globalement les paramètres cristallins pour la lentille, la démarche est identique : optimiser le rapport du flux total à la racine de la largeur à mi-hauteur. Le flux total se calcule facilement en sommant les contributions des différents anneaux pondérées par leur surface. En ce qui concerne la largeur à mi-hauteur, elle peut être estimée en faisant la moyenne des largeurs diffractées de chaque anneau pondérées par leur flux. Les résultats donnés ont été calculés avec une moyenne arithmétique mais une moyenne quadratique donne des résultats très proches. Malheureusement dans ce cas, il n'y a pas de solution analytique et les résultats numériques concernant la lentille sont donnés dans le tableau 2.18. La largeur totale d'observation est alors estimée à 1,9 keV.

Anneau	Plan	m_{opti} (arcsec)	T_{opti} (mm)	ΔE_{FWHM} (keV)	Fraction du flux total (%)
0	111	23,3	1,8	2,6	14,2
1	220	37,3	2,7	2,4	21,5
2	311	38,3	4,7	1,9	12,6
3	400	47,1	4,5	1,9	17,4
4	331	41,1	6,1	1,4	6,7
5	422	49,6	5,7	1,6	13,0
6	333	40,1	6,9	1,1	4,7
7	440	49,1	6,5	1,3	9,9

TAB. 2.18: Paramètres optimisés globalement pour l'observation d'un continu

Dans ce tableau, on constate bien que les mosaïcités augmentent avec l'ordre du plan et les largeurs énergétiques de chaque anneau se rapprochent de la largeur d'observation.

Dans ce calcul, il faudrait aussi tenir compte d'autres phénomènes. Par exemple, la résolution du détecteur nous donne une borne inférieure à la bande en énergie d'observation. Pour un signal plus fin que la largeur du détecteur, le niveau de bruit de fond réel serait plus important que celui de notre calcul et la significativité en serait réduite. Nous

avons aussi supposé que le pointage était parfait sur la source (pointage effectif de l'instrument et réglage). Si cela n'est pas le cas, il faut prendre en compte un élargissement du pic d'observation. Le tableau 2.19 donne les paramètres optimisés en supposant un élargissement minimal de 3 keV.

Anneau	Plan	m_{opti} (arcsec)	T_{opti} (mm)	ΔE_{FWHM} (keV)	Fraction du flux total (%)
0	111	67,4	3,6	6,7	19,2
1	220	101	4,7	5,9	25,2
2	311	89,4	6,5	4,0	11,6
3	400	111	6,3	4,2	16,2
4	331	87,2	7,4	2,8	5,4
5	422	108	7,1	3,2	10,9
6	333	80,7	7,9	2,1	3,6
7	440	101	7,6	2,5	7,8

TAB. 2.19: Paramètres optimisés globalement pour l'observation d'un continu avec un élargissement de 3 keV

Afin de comparer l'optimisation individuelle avec l'optimisation globale, la figure 2.18, page suivante représente la variation de la significativité pour un cristal en fonction de la mosaïcité et de l'épaisseur. Les paramètres optimisés globalement ont été reportés sur le même graphique. D'après ces graphiques, le maximum d'optimisation est très plat, ce qui permet une bonne tolérance aux erreurs du modèle, aux imprécisions de croissance cristalline et aussi ne pénalise pas trop l'optimisation globale par rapport à l'optimum individuel : les paramètres d'optimisation globale donnent une significativité à généralement moins de 20 % du maximum individuel.

Ces calculs montrent que les paramètres optimisés sont très variables suivant le critère adopté et les conditions d'observation. Néanmoins, la tolérance semble assez grande sur ces paramètres dans les différentes circonstances étudiées. Il faut d'ailleurs noter que ces calculs théoriques peuvent parfois être assez loin des cristaux réels, que ce soit à cause des aléas de la croissance cristalline ou des difficultés de contrôle de la mosaïcité.

Enfin, rappelons que l'hypothèse de base était une statistique dominée par le bruit de fond. Dans le cas où le signal est du même ordre de grandeur ou domine le niveau de bruit de fond, le critère d'optimisation devient plus compliqué. Néanmoins, notre hypothèse étant un cas pire, on peut raisonnablement penser que les résultats restent valables dans un cas moins pessimiste (celui de la lentille, cf. § 4.3.3.3 page 199).

2.2.5 Mise en œuvre pratique

Le paragraphe précédent a permis de définir le cahier des charges et les tolérances associées sur les paramètres cristallins. Nous allons maintenant décrire la lentille telle qu'elle a été réalisée.

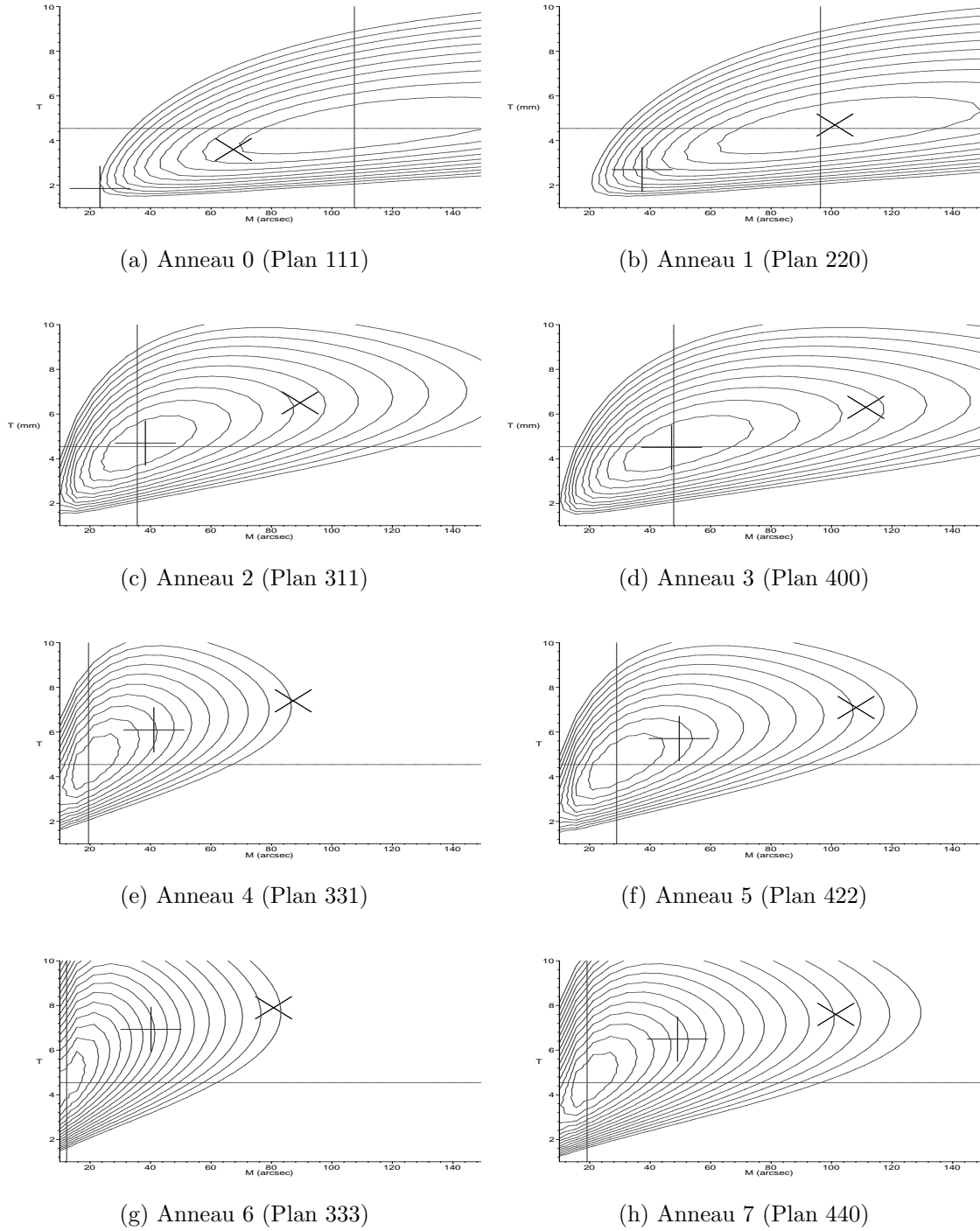


FIG. 2.18: Évolution de la significativité pour l'observation d'un continu en fonction de la mosaïcité (m , en abscisse) et de l'épaisseur (T , en ordonnée). Les contours sont tracés par pas de 2 % entre 80 (70 pour les anneaux 6 et 7) et 100 % du maximum (repéré par les grands traits horizontaux et verticaux). Les résultats de l'optimisation globale sur tous les anneaux sont représentés par des petites croix droite (cas idéal) et oblique (élargissement de 3 keV).

2.2.5.1 La fabrication des cristaux mosaïques

Nous n'allons pas décrire ici en détail les différentes méthodes de fabrication des cristaux mosaïques testées pour la lentille γ , pour cela, nous renvoyons à Laporte [2000]. Il apparaît en fait que maîtriser la fabrication de cristaux avec la mosaïcité souhaitée (de quelques dizaines d'arcsecondes à quelques arcminutes) et constante en volume est extrêmement difficile. Il est finalement beaucoup plus facile d'obtenir des cristaux parfaits (monocristaux) ou avec des mosaïcités importantes. Cela vient de la difficulté de maîtriser le faible désordre interne (responsable de la mosaïcité) de manière homogène, et reproductible.

Un première approche consiste à exercer des contraintes sur un cristal parfait (torsion, compression sous chauffage) afin de développer les défauts préexistants. Ces méthodes ont l'inconvénient de créer généralement de fortes mosaïcités, inhomogènes et difficilement reproductibles.

La deuxième approche finalement retenue est de faire croître directement des cristaux ayant la mosaïcité souhaitée. Pour ce faire, il faut introduire un élément "parasite", du silicium, dans le cristal de germanium. Le silicium va s'intercaler entre les mailles, déformer la structure cristalline et donc créer de la mosaïcité. La croissance de ces cristaux de Ge(Si) se fait suivant la méthode de Czochralsky à l'IKZ (Institut für Kristallzüchtung) à Berlin [Abrosimov, 1997] et est illustrée par la figure 2.19. Le germanium pur est d'abord

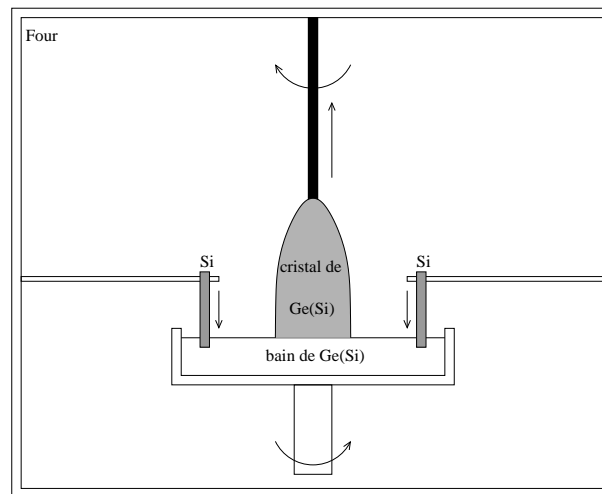


FIG. 2.19: Principe de la méthode Czochralsky

fondu, placé dans un bain tournant. Un germe (morceau de Ge coupé suivant le plan de croissance désiré) est alors plongé dans ce bain puis tiré vers le haut. La cristallisation se produit à l'interface solide/liquide. Lorsque la boule (terme utilisé pour désigner le cristal produit) atteint un diamètre adéquat, des barres de silicium sont plongées dans le bain. Leur progression est contrôlée de façon à avoir une concentration constante de Si dans le bain (typ. 1%). Beaucoup de paramètres influent sur la mosaïcité : température et rotation du bain, taille des barres de silicium, diamètre de la boule, vitesse de croissance, etc. Pour cette raison, la croissance de cristaux mosaïques parfaitement homogènes et contrôlés demande une très grande expérience. Précisons que la croissance cristalline du Ge(Si)

est un processus long : il faut en moyenne plus d'une journée pour fabriquer une boule. Certains des cristaux produits ont alors été envoyés à l'ILL (Institut Laue-Langevin) de Grenoble afin que leur mosaïcité soit mesurée sur un dispositif de refocalisation des rayons X, décrit dans [Bastie et Hamelin, 1996]. Ces mesures ont permis de contrôler la mosaïcité et d'ajuster en conséquence les paramètres de croissance.

Notons aussi que l'ILL fabrique depuis quelques temps des cristaux de cuivre d'une grande homogénéité et avec des mosaïcités convenables (de l'ordre d'1 minute d'arc). Ceci est un important progrès par rapport aux anciennes techniques de croissance des cristaux de cuivre dont la mosaïcité étaient généralement de plusieurs minutes d'arc. Étant donnée l'efficacité de diffraction des cristaux de cuivre, ils offrent une voie prometteuse pour de futurs développements de la lentille γ .

2.2.5.2 Le montage sur la lentille

Les cristaux étant disponibles, il reste à développer un système mécanique permettant de les placer à la bonne position, c.à.d au bon rayon et avec le bon angle d'incidence. Le développement et les tests de cette structure sont décrits dans Laporte [2000], nous ne reviendrons donc pas sur les détails ici. Précisons simplement que le cadre de la lentille elle-même est une structure en titane fabriquée par l'équipe de R. K. Smither à l'ANL (Argonne National Laboratory) et dont le plan est donné en figure 2.20 page ci-contre.

Les cristaux sont collés sur des platines en aluminium, elles-mêmes vissées au cadre de la lentille. Cela permet de placer le centre du cristal (taille radiale de 10 ou 7 mm) au rayon moyen donné par le tableau 2.16 page 60. Le cristal étant coupé avec un petit coté parallèle au plan de diffraction, il reste alors à ajuster l'angle de diffraction au moyen d'une vis de réglage (cf. figure 2.21). Les photographies en 2.22 page 70 montrent comment se présente la lentille après montage des cristaux. Il reste maintenant à déterminer des méthodes de réglage et de tests au sol et en laboratoire pour la lentille. Ces questions sont traitées dans la partie suivante.

2.3 Le réglage et les mesures au sol

Le chapitre précédent nous a permis d'établir les caractéristiques cristallographiques et mécaniques de la lentille γ . L'objectif de la lentille est d'observer une source de 170 keV située à l'infini. Néanmoins, il est nécessaire de mettre en place une méthode fiable (et si possible simple) de réglage de la lentille γ en laboratoire, c.à.d à distance finie. La possibilité de régler à distance finie une lentille prévue pour l'observation à l'infini se base sur la relation de conjugaison entre énergie diffractée et distance de la source, donnée par la formule 2.115, page 59.

2.3.1 La ligne de réglage au CERN

La ligne de réglage a été mise en place dans la salle blanche du CERN (bâtiment offrant la plus grande longueur disponible). Une description plus détaillée de son dimensionnement et de son installation initiale est donnée dans Laporte [2000]. Dans ce chapitre, nous allons donc donner la disposition générale de la ligne ainsi que les changements apportés depuis.

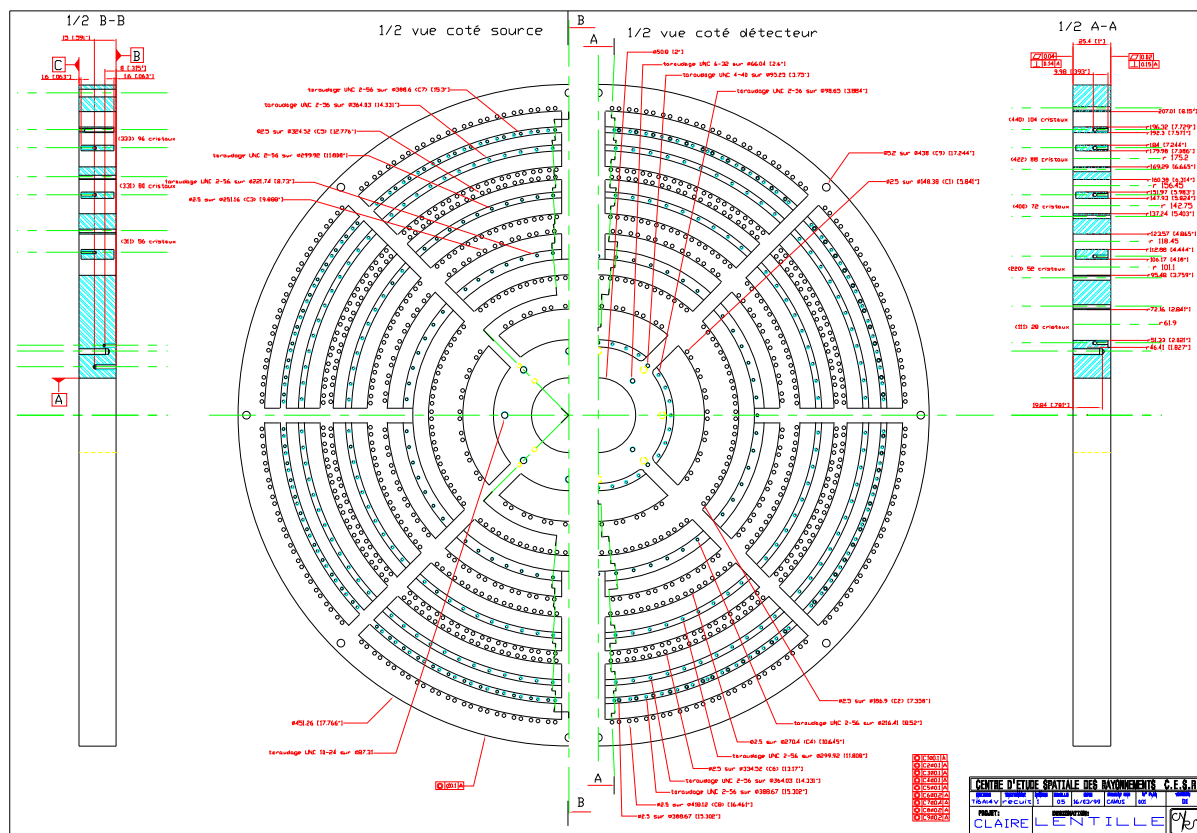
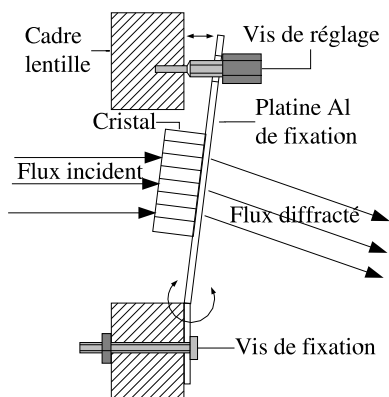
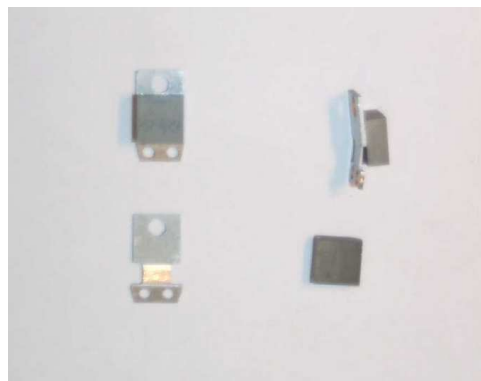


FIG. 2.20: Dessin technique de la lentille

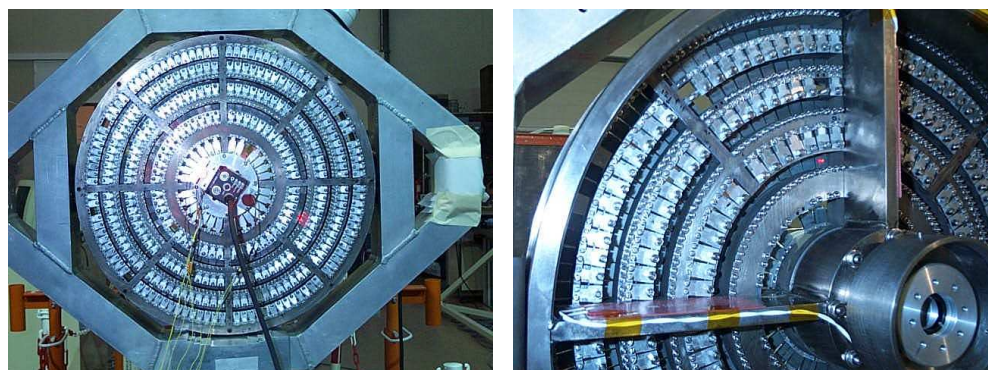


(a) Schéma du montage



(b) Photographie d'un cristal et de sa plaquette de montage

FIG. 2.21: Montage des cristaux sur la lentille



(a) Vue générale de la lentille vue du détecteur

(b) Détail sur le montage des cristaux (face avant)

FIG. 2.22: Photographies de la lentille après montage des cristaux

2.3.1.1 Principe et mise en œuvre

La figure 2.23 page suivante représente la ligne de réglage mise en place au CESR. La source X est située 14,162 m devant la lentille. D'après les cotes de la lentille (voir tableau 2.16, page 60), cela correspond à une énergie de réglage de 122,28 keV et une focale correspondante de 2,3 m.

Le générateur X utilisé pour le réglage est constitué d'un tube à rayon X à anode de tungstène (générateur SAR développé par le CEA) de tension maximale 150 kV avec une intensité maximale de 200 μA sans refroidissement et 400 μA avec. Le spectre émis est un spectre continu dû au rayonnement de freinage des électrons dans la cible de tungstène. Ce spectre admet une énergie maximale émise correspondante à l'énergie maximale des électrons accélérés, soit 150 keV. La taille de la source est de 0.8 mm avec un angle d'émission d'environ 30° . Pour des raisons évidentes de radioprotection, il est nécessaire de collimater ce faisceau afin que seule la lentille soit illuminée (45 cm à 14,2 m, soit 1.8°). La collimation est effectuée en plusieurs étapes :

- Une plaque de plomb trouée fixée à l'avant du générateur restreint l'ouverture du faisceau à environ 7° (trou de 10 mm à 80 mm de la source). Un obturateur en tungstène relié à un électroaimant permet de bloquer l'émission des rayons X à la sortie du générateur. Monostable, ce dispositif ne permet le passage du faisceau que lorsque l'opérateur presse une pédale située au niveau de l'ordinateur d'acquisition.
- Un diaphragme en tungstène (trou de 6 mm) est monté sur des plaines de translation Micro-Contrôle suivant les axes horizontaux et verticaux. Placé à 16 cm de la source X, ce diaphragme collimate le faisceau X à 2° . Les deux mouvements de translation permettent de centrer ce diaphragme sur l'axe Source X - Centre lentille. Cet alignement est crucial puisque ce diaphragme sera réutilisé comme trou source optique pour le pointage de la lentille.
- Un tube acier de 2,7 m de longueur avec un diamètre extérieur de 118 mm et intérieur de 95 mm et placé juste derrière le diaphragme assure une collimation supplémentaire fixe, au cas où le diaphragme tungstène soit mal positionné ou absent.

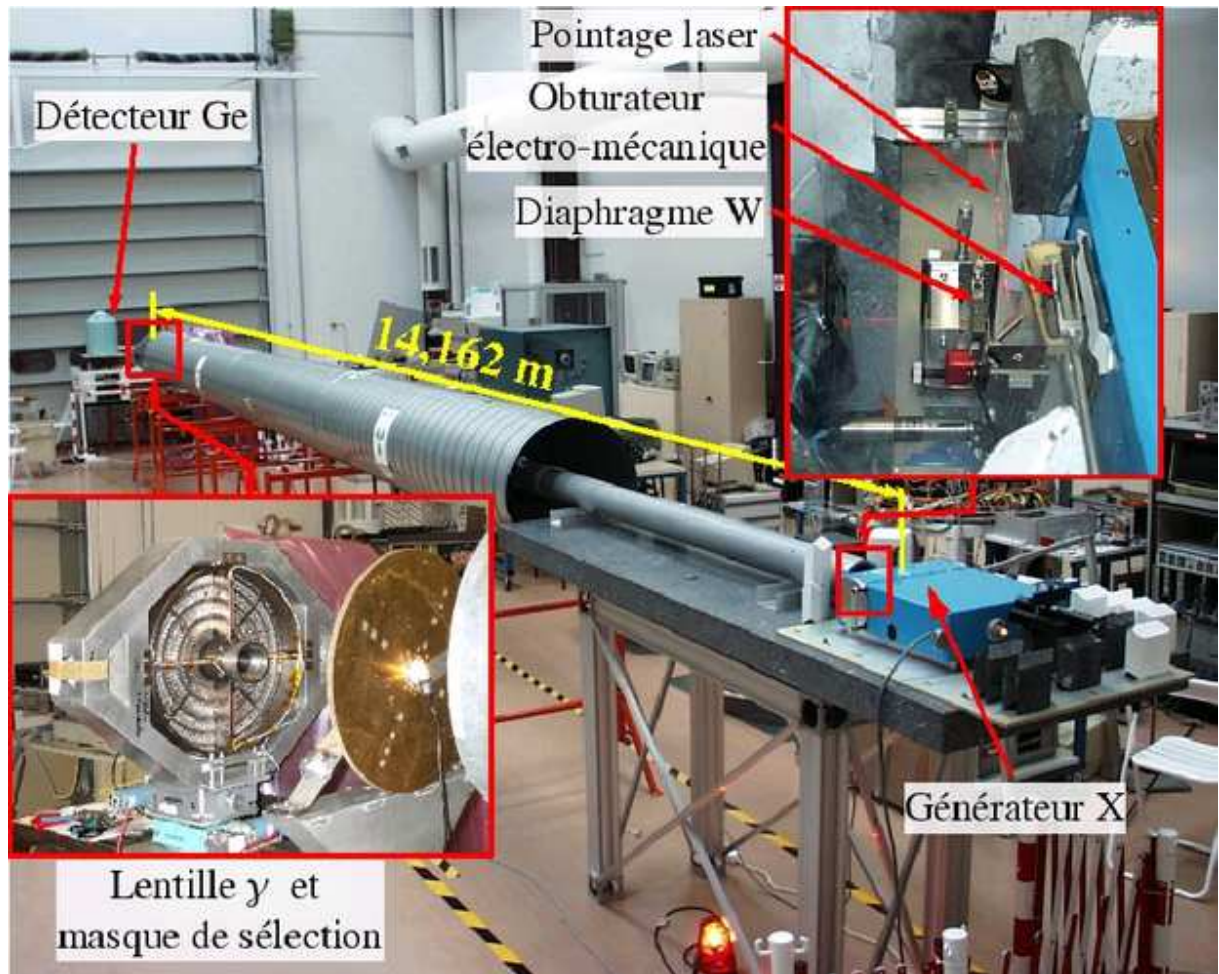
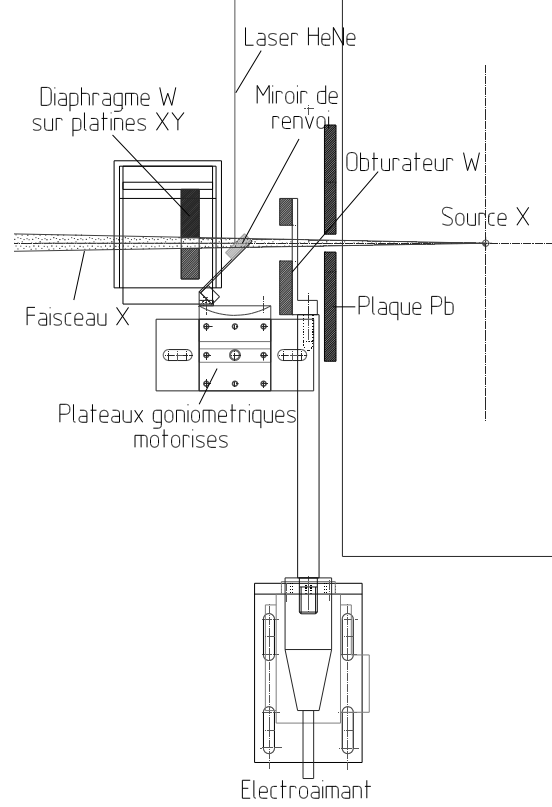


FIG. 2.23: Photographie de la ligne de réglage du CESR. Le blindage de radioprotection autour du générateur a été enlevé.

Afin de matérialiser visuellement le trajet du faisceau X, un système laser a été mis en place (voir médaillon de la figure 2.23 et schéma 2.24). Le faisceau est émis par un laser HeNe puis subi deux renvois à 90° . D'une part, cette chicane permet de gagner la place nécessaire à l'installation du laser, d'autre part, le boîtier d'alimentation et le tube laser étant nécessairement à l'extérieur du mur de plomb stoppant les émissions diffuses du générateur X, ils ne devaient pas pouvoir être en visibilité directe de la source X. Le deuxième miroir de renvoi est placé sur l'axe d'émission du générateur, monté sur deux platines goniométriques motorisées permettant une orientation précise du faisceau laser au niveau de la lentille.

Pour le réglage des cristaux, il est nécessaire d'éclairer en X tout ou partie d'un cristal particulier. Ceci est réalisé par un masque rotatif placé devant la lentille (voir médaillon gauche de la figure 2.23). Ce masque est constitué de 3 mm de plomb pris en sandwich par deux disques de laiton afin de rigidifier l'ensemble et absorber les raies de fluorescence du plomb [Lonjou, 2002]. L'ensemble est percé d'ouvertures correspondantes aux emplacements des différents anneaux. De plus, un système de fente réglable en largeur et hauteur,

FIG. 2.24: Dessin des différents colimateurs et du système de pointage laser à l'avant du générateur X



fixé sur le masque, permet de sélectionner précisément la zone irradiée du cristal. La zone éclairée peut être contrôlée par la projection du faisceau laser au travers de la fente : l'aire illuminée représente la zone d'incidence sur le cristal. En effet, la source étant à distance finie, l'énergie diffractée dépend du rayon, il faut donc régler précisément le rayon de la zone diffractante pour que l'énergie de réglage choisie pour un anneau donne une énergie diffractée de 170 keV à l'infini. D'autre part, et pour la même raison, la hauteur de la zone illuminée élargit le pic de diffraction (largeur "géométrique") par rapport à la largeur intrinsèque de diffraction (largeur "mosaïque") (voir § 2.1.3.4, page 56). La largeur énergétique géométrique peut être estimée par :

$$\begin{aligned} \Delta E &\approx 527 \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^2 \left(\frac{d}{d_{Ge[111]}} \right) \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \left(\frac{\Delta r}{1 \text{ mm}} \right) \text{ eV} \\ &\approx 556 \left(\frac{d}{d_{Ge[111]}} \right) \left(\frac{\Delta r}{1 \text{ mm}} \right) \text{ eV} \quad \text{appliquée à la ligne de réglage} \end{aligned} \quad (2.131)$$

où Δr représente l'étendue radiale de la zone illuminée. L'impact du laser sur un cristal est visible sur la photographie en 2.22(b) page 70 (deuxième anneau, proche de la nervure verticale).

Le détecteur HPGe et son électronique de traitement constituent le dernier élément de la ligne de réglage. Le détecteur lui-même est placé 2,312 m derrière la lentille (distance déterminée à partir de l'équation (2.117), page 60). Le détecteur utilisé au sol peut être celui de vol (matrice 3x3) mais deux autres détecteurs de plus grande surface (et volume) et de meilleure résolution énergétique ont été généralement utilisés dans ces circonstances :

le prototype P01 du spectromètre SPI/INTEGRAL et le détecteur CHAMPAGNE (prototype pour la cartographie γ des surfaces planétaires). Les données sont recueillies par un ordinateur et un logiciel dédié via un système d'acquisition 9 voies. L'électronique d'acquisition ainsi que le noyau du logiciel de traitement sont expliqués plus en détail dans Naya [1995]. Une fois tous ces éléments mis en place, le réglage des cristaux s'effectue en (dé)vissant l'écrou de réglage (voir figure 2.21, page 69). La variation d'angle induit une variation de l'énergie diffractée mesurée par la chaîne d'acquisition. Lorsque cette énergie correspond à 122,28 keV, le cristal a acquis la bonne inclinaison. Une goutte de colle permet alors de bloquer l'écrou et le cristal en position. Des valeurs numériques plus précises ainsi qu'une discussion sur les tolérances acceptables pour le réglage sont données dans l'annexe A page 237.

Avant de voir la méthode utilisée pour aligner ces différents éléments, il est nécessaire de définir "physiquement" l'axe de la lentille. La définition et le repérage de cet axe sont primordiaux puisque son alignement sur la source conditionne l'exactitude du réglage et la détection de la source astrophysique. Il est naturel de définir l'axe de la lentille comme perpendiculaire au plan médian de sa structure. Néanmoins, cette définition n'est pas pratiquement applicable puisque le plan médian ne peut être repéré avec suffisamment précision (problèmes de mesures, incertitudes d'usinage), ni facilement comparable à une source située à grande distance. Un moyen plus pratique de définir un axe est d'utiliser une invariance par rotation suivant un axe. La première idée consiste à faire tourner la lentille dans son ensemble. Cette solution possède quelques avantages (tous les cristaux sont réglés au même emplacement, un masque de sélection tournant n'est plus nécessaire, ...) mais aussi de grosses contraintes mécaniques (comment réaliser une rotation d'axe précis, stable, d'une pièce de 20 kg et 45 cm de diamètre, utilisable pendant le réglage et sur la nacelle de vol?). La solution retenue fut donc de placer au centre de la lentille un petit télescope de visée optique (doublet achromatique + caméra CCD) monté sur des roulements à bille de précision. Un moteur couplé à un codeur rotatif permettent de faire tourner ce télescope par rapport au cadre de la lentille avec un minimum d'effort exercé (et donc de risque de désalignement). Le télescope central possède une focale de 140 mm pour un champ utile de $2,5^\circ$ (X) par $1,86^\circ$ (Y) (11,6 arcsec par pixel CCD). Cette lunette permet d'une part de visualiser globalement le champ de vue et, d'autre part, de repérer l'axe de rotation (voir section suivante sur les alignements). En effet, lorsqu'on observe une source lumineuse tout en faisant tourner la lunette, l'image de cette source décrit un cercle dans le plan focal. Le centre de ce cercle est la position de l'image d'un point virtuel situé à la distance de la source, et placé sur l'axe de rotation du télescope (c.à.d, par définition, l'axe de la lentille). Ce *pixel invariant* peut dépendre légèrement de la distance de la source puisque l'axe optique de la lunette n'est pas exactement confondu avec son axe de rotation. On peut voir sur la figure 2.22(a) page 70 l'arrière de la caméra CCD au centre de la lentille.

2.3.1.2 Alignements des éléments de réglage

Les différents éléments de la ligne de réglage ont été décrits précédemment, il reste néanmoins à définir les procédures permettant de les aligner les uns par rapport aux autres avec une précision de l'ordre de quelques secondes d'arc.

La première étape consiste à placer grossièrement les éléments à leurs emplacements et orientations respectifs. La lentille est placée sur une table de la fraiseuse permettant des translations précises (0,05 mm) suivant les 3 axes et une grande stabilité. Entre la lentille et la table de translation, un plateau rotatif en azimuth et un plateau goniométrique en élévation orientent la lentille avec une précision de l'ordre de la seconde d'arc. A ce stade, le générateur X est placé à sa position définitive, ce qui veut dire grossièrement orienté vers la lentille (étant donnés les 30° d'angle de faisceau, la tolérance est grande) mais aussi à la distance adéquate de la lentille. La tolérance sur la distance du générateur est donnée par la formule :

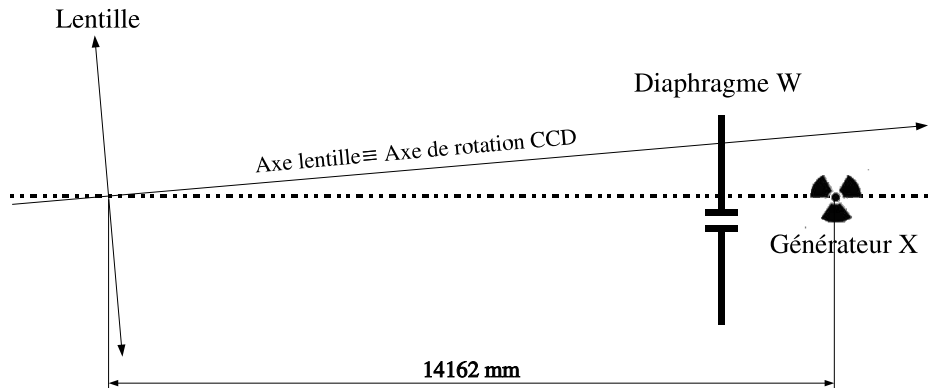
$$\Delta E_{\infty} \approx 470 \left(\frac{\Delta D}{10 \text{ cm}} \right) \text{ eV} \quad (2.132)$$

où ΔD est l'erreur sur la distance et ΔE_{∞} l'erreur correspondante sur l'énergie diffractée à l'infini. Cette formule est valide pour la ligne de réglage existante et une lentille réglée pour 170 keV à l'infini. D'après cette formule, une erreur de placement de 1 mm (précision typique facilement accessible avec des moyens de mesures classiques) donne une erreur de 4.7 eV sur l'énergie diffractée à l'infini. Cette erreur est très largement admissible puisqu'inférieure à la précision de mesure de l'énergie des pics.

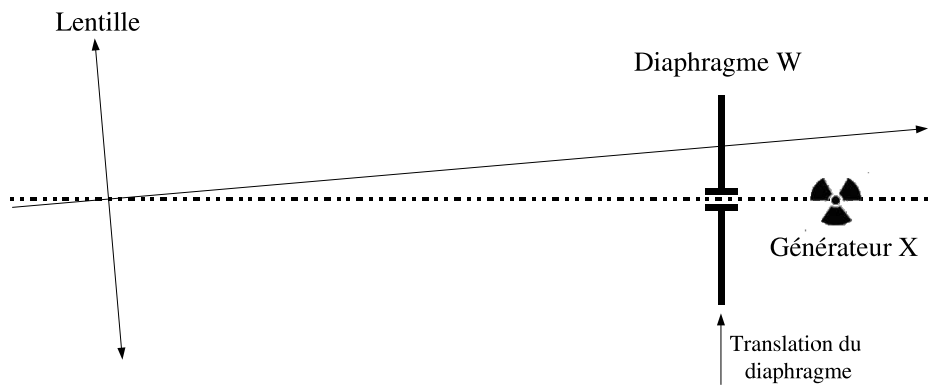
La source X et la lentille étant placées, la ligne de réglage est dans la situation schématisée par la figure 2.25(a) page suivante. Le but final est de faire pointer la lentille sur la source X avec une précision de l'ordre de la dizaine de seconde d'arc, soit 0,7 mm à 14 m. L'axe de la lentille étant repéré grâce à une lunette optique, le diaphragme tungstène utilisé pour la collimation doit aussi être aligné précisément sur l'axe source X-lentille afin de servir ensuite de source optique pour l'orientation de la lentille.

Alignement du diaphragme tungstène. Le positionnement de ce diaphragme se fait grâce au faisceau X. De même que l'orientation de la lentille se fait par rotation de la lunette centrale (voir plus loin), la détermination de la position du diaphragme est déterminée par rotation autour du même axe. Un petit détecteur CZT (Cadmium Zinc Tellure, 3x3x2 mm) est monté solidaire du support tournant de la lunette, à une distance de l'axe réglable (10-20 cm) et sur la face avant de la lentille, orienté vers le générateur. Ce détecteur CZT est relié à un fréquence-mètre permettant de relever le taux de comptage des photons incidents (efficacité de détection maximale entre 10 et 100 keV). La rotation de la lunette centrale permet 6 positions, équiréparties, par tour. La position grossière du diaphragme (à $\approx 0,5$ mm près) est tout d'abord déterminée par homogénéisation du flux pour ces différentes positions. Ensuite, pour chacune des 6 positions, le diaphragme est déplacé (en X puis en Y) et on enregistre la variation du taux de comptage au cours de ces déplacements. Dans son mouvement, le diaphragme éclipse plus ou moins la source et le flux, initialement au niveau du bruit de fond (occultation totale) monte progressivement (occultation partielle) puis atteint son maximum (éclairage total) avant de décroître de façon symétrique. L'évolution du flux en fonction de la translation du diaphragme pour la position n°4 du CZT est représentée en figures 2.26 page 76. Pour chacune des translations (suivant X et Y), le flux a été ajusté par une fonction trapézoïdale "lissée" de la forme :

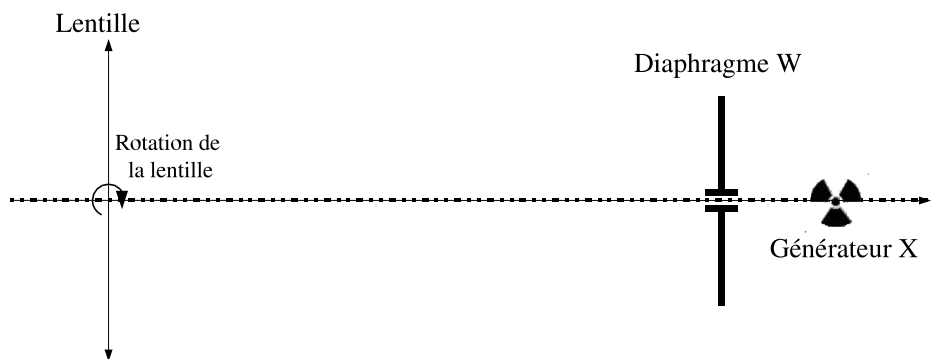
$$f(x) = c + A f_{ech}(r(x - m + l/2)) f_{ech}(-r(x - m - l/2)) \quad (2.133)$$



(a) Etape 1 : Avant alignements



(b) Etape 2 : Après le déplacement du diaphragme tungstène



(c) Etape 3 : Après l'orientation de la lentille

FIG. 2.25: Positions des différents éléments de la ligne de réglage au cours de la procédure d'alignement

avec $f_{ech}(x) = \frac{1}{1+e^{-4x}}$, fonction échelon, valant 0 en $-\infty$, 0.5 en 0, 1 en $+\infty$ et avec une pente croissante de 1 en 0. Dans 2.133, c correspond au niveau de bruit de fond, A à

l'amplitude maximale du flux, m à la position centrale de la fonction, l à la largeur à mi-hauteur et r à la pente des bords à mi-hauteur ($1/r$ est représentatif de la "longueur de montée" du flux). Cette fonction a l'avantage sur un modèle trapézoïdal linéaire d'avoir une évolution plus "douce", s'ajustant mieux aux données et aussi d'être infiniment dérivable, ce qui permet d'utiliser des méthodes classiques (dérivatives) d'optimisation. Les paramètres ajustés l , m et $1/r$ ont été reportés sur les figures 2.26. Physiquement, l est lié à la taille du diaphragme : le trou est de 6 mm mais si la position de l'axe fixe n'est pas parfaitement centrale (cas de la figure 2.26(a)), l peut être légèrement inférieure à cette valeur. $1/r$ dépend essentiellement de la taille de la source X : étant donnée la proximité du diaphragme par rapport à la source, $1/r$ devrait être très proche de la taille de la zone d'émission (0,8 mm x 0,8 mm d'après le constructeur). Cela se vérifie bien sur l'axe X (fig. 2.26(a)) mais plus difficilement sur l'axe Y (fig. 2.26(b), valeur ajustée de 1,22 mm). Cet écart pourrait être dû à une taille verticale de la zone d'émission plus grande qu'indiquée ou à une autre cause mal déterminée (occultation ? diffusion ?). Quoiqu'il en soit, la position centrale m du diaphragme est bien ajustée pour chaque déplacement (à environ 0.05 mm près).

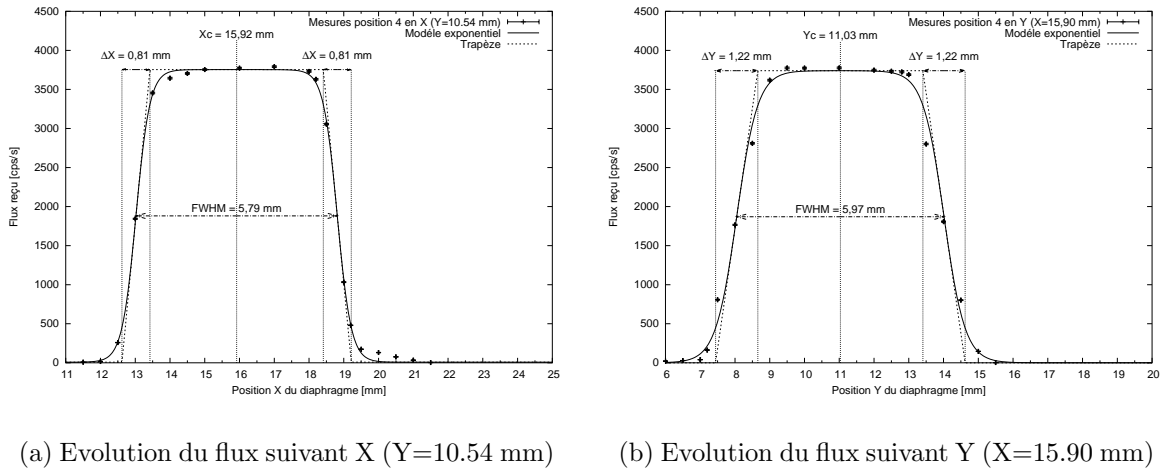


FIG. 2.26: Variation du flux reçu par le CZT pour la position n°4

Une fois ces 6 couples de points déterminés, ils se répartissent suivant un cercle (voir fig. 2.27 page suivante) qui est alors ajusté. Le centre de ce cercle donne la position centrale cherchée du diaphragme tungstène avec une précision de l'ordre de 0,02 mm, bien meilleure que la précision requise. La position centrale du diaphragme est ajustée pour $X_d = 16,25 \pm 0.025$ mm et $Y_d = 8,79 \pm 0.025$ mm. Lorsque le diaphragme est placé à sa position centrale, la ligne de réglage est dans la situation de la figure 2.25(b). Cette étape d'alignement du diaphragme en tungstène est longue et fastidieuse, elle ne doit heureusement généralement pas être répétée, l'emplacement de ce diaphragme le protégeant d'un déplacement involontaire.

Pointage de la lentille. La procédure de pointage final de la lentille est plus simple et plus rapide que la précédente, elle est aussi plus souvent effectuée. En effet, les interven-

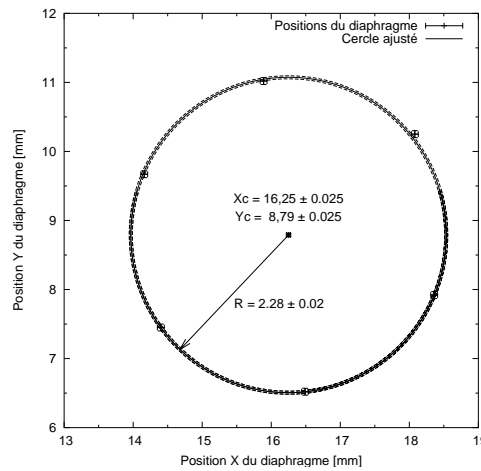


FIG. 2.27: Positions centrales du diaphragme tungstène pendant la rotation du CZT

tions nécessaires sur la lentille pendant le réglage des cristaux induisent rapidement un dépointage de la lentille. Afin de repérer la source X dans le domaine optique, une source lumineuse diffuse est placée devant le diaphragme tungstène précédemment positionné (éventuellement via les miroirs de renvoi du système de pointage laser). Le diaphragme tungstène sert alors de trou source secondaire aligné avec la source X. La caméra CCD centrale est ensuite utilisée pour effectuer des images de cette source optique. Afin d'avoir une détermination fiable de la position de la source (par barycentrage du flux lumineux perçu par la CCD), il faut veiller à avoir un flux émis homogène, stationnaire (vu les temps d'acquisition de la CCD, le 50 Hz du secteur peut être gênant) et un contraste aussi élevé que possible entre la source et le reste du champ de vue (éviter les images et la lumière parasites). Suivant le même principe que pour l'alignement du diaphragme, 6 images sont prises par la CCD en rotation et les barycentres respectifs de la source se répartissent suivant un cercle (voir fig. 2.28). L'alignement consiste alors à orienter la lentille grâce aux deux platines de rotation motorisées de façon à placer le barycentre de la source lumineuse sur le centre de ce cercle (pixel invariant). La précision sur la détermination du pixel invariant est typiquement de 0,1 pix soit de l'ordre de la seconde d'arc, précision encore largement meilleure que les exigences. A l'issue de cette orientation, la ligne de réglage se trouve dans la configuration de la figure 2.25(c) page 75, pointant vers la source X.

2.3.2 Modélisation de la lentille gamma

Afin de pouvoir interpréter les résultats expérimentaux et pour les confronter aux modèles théoriques, il est nécessaire de pouvoir simuler les différents éléments de la ligne d'acquisition. D'autre part, la simulation permet d'estimer les résultats et de dimensionner rapidement les dispositifs expérimentaux.

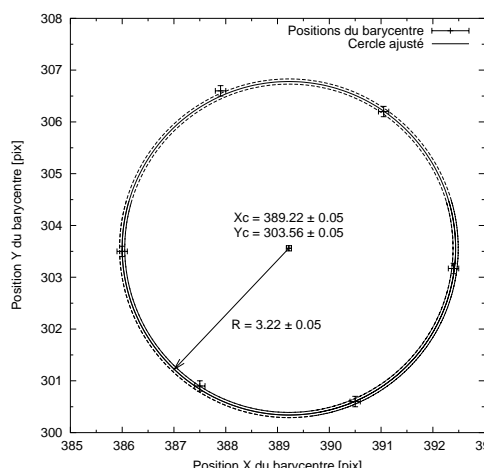


FIG. 2.28: Barycentres de la source lumineuse pendant la rotation de la lunette centrale

2.3.2.1 Générateur de laboratoire

Le générateur de laboratoire, développé par le C.E.A Saclay, est basé sur un tube X de type SAR LOHMANN 160/25HA dont les caractéristiques sont données dans le tableau 2.20. Le principe d'un tube X est le suivant : une cathode éjecte des électrons

Caractéristiques	Valeur
Tension du tube	40 à 150 kV
Intensité du tube	50 à 200 μA (400 si refroidissement actif)
Dimensions du foyer	0,8 mm x 0,8 mm
Filtration inhérente	2 mm Al
Matériau de l'anode	tungstène
Pente de l'anode	32°

TAB. 2.20: Caractéristiques du tube X de laboratoire

d'énergie 150 keV (la tension d'alimentation du tube) qui viennent frapper une cible anodique en tungstène. L'arrêt des électrons dans la cible génère alors deux types de rayonnement :

- le rayonnement de freinage (Bremstrahlung) produisant un spectre continu dont l'énergie maximale est égale à l'énergie des électrons produits.
- la fluorescence X de la cible produisant un spectre de raies caractéristique du matériau employé (raies autour de 60 et 70 keV pour le tungstène)

Avec ce fonctionnement, lorsque la tension du tube augmente, l'énergie maximale émise croît, ainsi que le flux total. Pour une tension donnée, le spectre émis est proportionnel à l'intensité du tube.

La modélisation du flux émis par ce tube X est faite par une adaptation du programme de simulation semi-empirique xspec.c [Cunningham *et al.*, 1999 ; Tucker *et al.*, 1991]. Cet algorithme, développé pour l'imagerie médicale, reproduit assez bien la forme et l'intensité du spectre émis. Afin de vérifier la validité du modèle et d'ajuster ses paramètres à

notre situation, plusieurs mesures du flux incident au niveau de la lentille ont été effectuées pour différentes tensions et intensités appliquées. En plus des caractéristiques du tube X données plus haut, la ligne de réglage comporte différents éléments sur la ligne de visée dont l'absorption doit être prise en compte (voir tableau 2.21). D'autre part, la

Élément	Matériau	Épaisseur (mm)
Plaque de filtration basses énergies	Cuivre	1
Miroir de renvoi 45° du laser	Pyrex (Silice) + aluminium	7 + 1,4
Air	Mélange N ₂ ,O ₂ ,Ar	14620

TAB. 2.21: Éléments communs de la ligne de réglage

zone éclairée du détecteur est définie par un collimateur en plomb (diamètre 6.3 mm). Ce collimateur permet de réduire le flux incident et d'utiliser uniquement la zone centrale du détecteur (situation après focalisation par la lentille γ). Néanmoins, en l'absence d'autres absorbeurs, le flux collecté est trop important, le temps mort électronique devient trop élevé (supérieur à 10 %) et le spectre enregistré se dégrade. La solution consiste soit à réduire le diaphragme, soit à intercaler un absorbeur sur la ligne. La réduction du diaphragme d'un facteur suffisant (la surface devrait être divisée par 30 ou plus) pose des problèmes de précision mécanique et d'alignement qui deviennent des sources importantes d'erreur du résultat final. L'absorbeur à intercaler doit être d'épaisseur bien définie (matériau dur), relativement dense (minimisation de la diffusion Compton) et présentant une courbe d'absorption régulière (pas de transition électronique), pour permettre une meilleure déconvolution dans l'intervalle énergétique voulu (60-150 keV). Ces considérations nous ont donc conduit à utiliser du cuivre pur dont l'épaisseur (jeu d'absorbeurs de 2 à 10 mm) est choisie pour avoir un taux de comptage acceptable et un maximum du spectre autour de 122 keV (minimisation des erreurs dues à la calibration énergétique de la chaîne d'acquisition).

L'ajustement des paramètres de la simulation du générateur consiste alors à trouver la tension et l'intensité du tube permettant de reproduire les spectres enregistrés en tenant compte des différents absorbeurs (tableau 2.21 + cuivre). Les figures 2.29 page suivante montrent les résultats des mesures et des simulations correspondantes. Les résultats quantitatifs sont regroupés dans le tableau 2.22. L'ajustement des spectres est très satisfaisant, ce qui montre la validité de la simulation pour le générateur X utilisé en laboratoire. L'évolution des paramètres ajustés est représentée en figures 2.30 page 81 pour une tension fixe réglée à 150 kV et en 2.31 pour une intensité fixe réglée à 0,2 mA.

Ces graphiques montrent que pour une tension réglée donnée (150 kV), l'intensité du tube X n'influence pas sa tension ajustée de fonctionnement (c.à.d même énergie maximale des photons); ce qui est conforme au fonctionnement idéal du tube (cf. fig. 2.30(a)). De même, l'intensité ajustée du tube est proportionnelle à l'intensité réglée (cf. fig. 2.30(b)). Le coefficient de proportionnalité n'est néanmoins pas de 1 mais de 0,65. Étant donné que le flux émis par le générateur est directement proportionnel à cette intensité, plusieurs hypothèses peuvent être envisagées :

- Les ajustement effectués ne tiennent pas compte de l'efficacité du détecteur utilisé (détecteur CHAMPAGNE). Ce coefficient de proportionnalité de 65 % semble

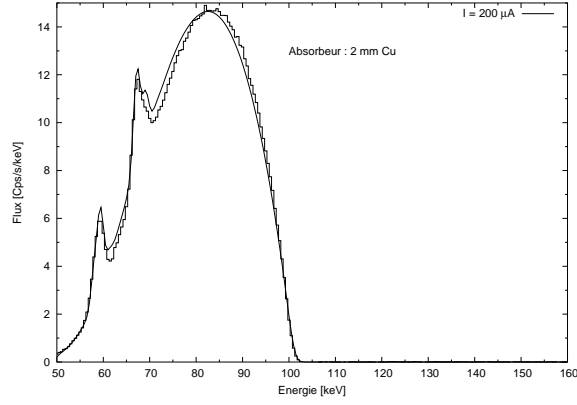
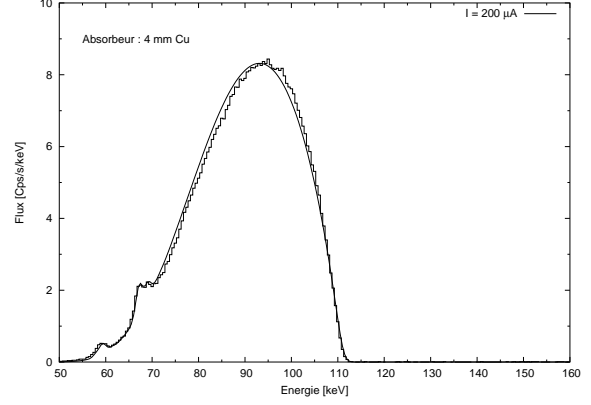
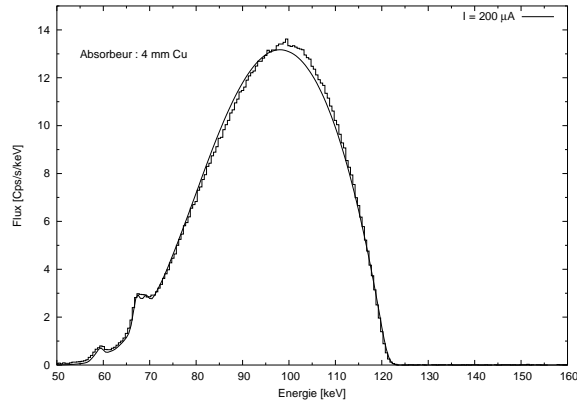
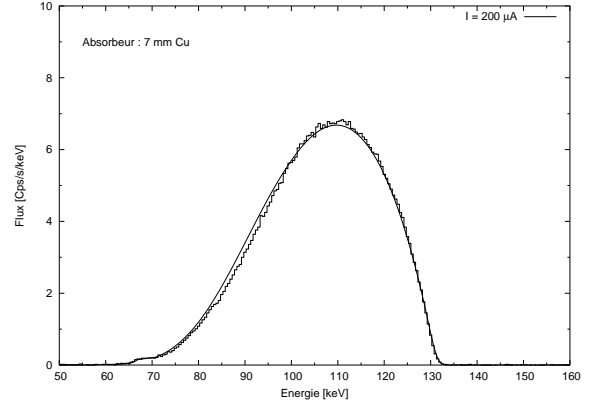
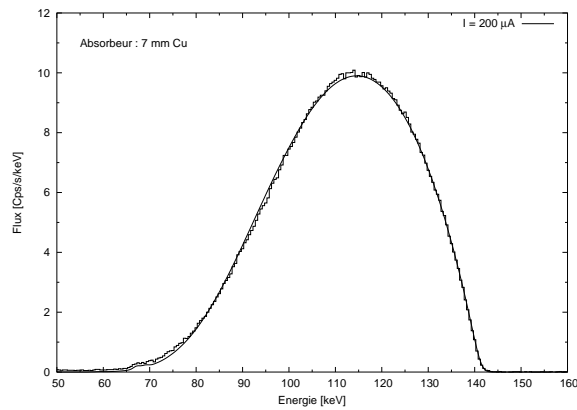
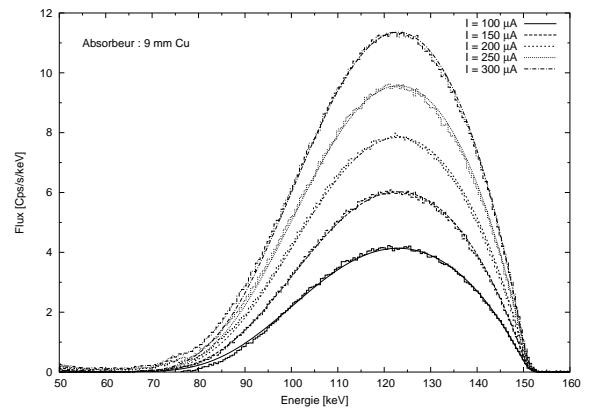
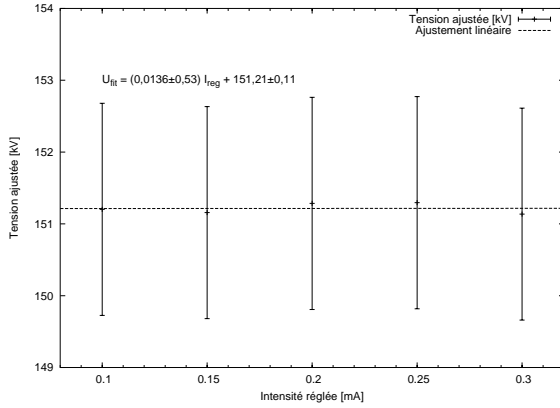
(a) $U_{app} = 100$ kV(b) $U_{app} = 110$ kV(c) $U_{app} = 120$ kV(d) $U_{app} = 130$ kV(e) $U_{app} = 140$ kV(f) $U_{app} = 150$ kV

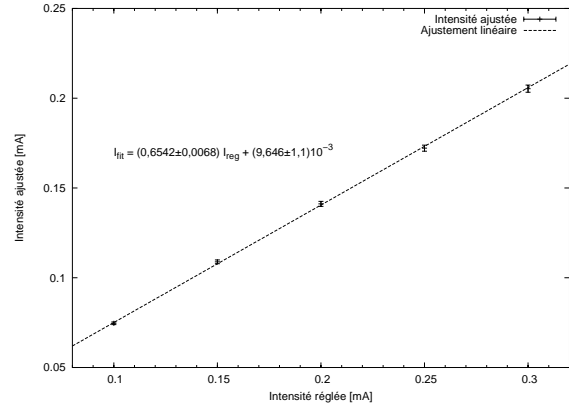
FIG. 2.29: Mesures et simulations du générateur X pour différentes tensions et intensités appliquées. L'épaisseur de cuivre utilisée comme atténuateur supplémentaire est indiquée sur la figure.

U appliquée [kV]	I appliquée [mA]	U ajustée [kV]	Intervalle à 1 σ [kV]	I ajustée [mA]	Intervalle à 1 σ [mA]
100	0.200	101.20	[100.21 : 102.18]	0.1074	[0.1063 : 0.1084]
110	0.200	111.22	[110.14 : 112.31]	0.1146	[0.1135 : 0.1157]
120	0.200	121.24	[120.06 : 122.42]	0.1230	[0.1218 : 0.1242]
130	0.200	131.36	[130.08 : 132.65]	0.1293	[0.1280 : 0.1306]
140	0.200	141.42	[140.04 : 142.80]	0.1349	[0.1336 : 0.1362]
150	0.100	151.20	[149.73 : 152.68]	0.0746	[0.0739 : 0.0754]
150	0.150	151.16	[149.68 : 152.63]	0.1089	[0.1078 : 0.1099]
150	0.200	151.28	[149.81 : 152.76]	0.1411	[0.1398 : 0.1425]
150	0.250	151.30	[149.82 : 152.77]	0.1722	[0.1705 : 0.1739]
150	0.300	151.14	[149.66 : 152.61]	0.2053	[0.2033 : 0.2073]

TAB. 2.22: Paramètres ajustés pour les spectres de la figure 2.29



(a) Variation de la tension ajustée



(b) Variation de l'intensité ajustée

FIG. 2.30: Variation de la tension et de l'intensité ajustées en fonction de l'intensité réglée (tension réglée à 150 kV)

d'ailleurs correspondre à certaines mesures de calibrations effectuées à 122 keV. Faute de courbe d'efficacité plus précise de ce détecteur, il est difficile de conclure définitivement. Ajoutons aussi que les mesures utiles pour la détermination des paramètres cristallins ont été effectuées entre janvier et mai 2003 avec ce même détecteur, il n'est donc pas nécessaire de corriger de son efficacité pour ces calculs.

- L'efficacité de conversion entre le courant anodique et les électrons et/ou les photons produits peut être plus faible que celle utilisée pour la simulation
- L'absorption ou la présence d'un absorbeur sur la ligne a été négligée : cette hypothèse semble peu probable étant donné l'ajustement des spectres aux courbes théoriques d'absorption.
- L'indicateur de courant ne représente pas l'intensité anodique du tube X : hypothèse ad hoc, peu probable...

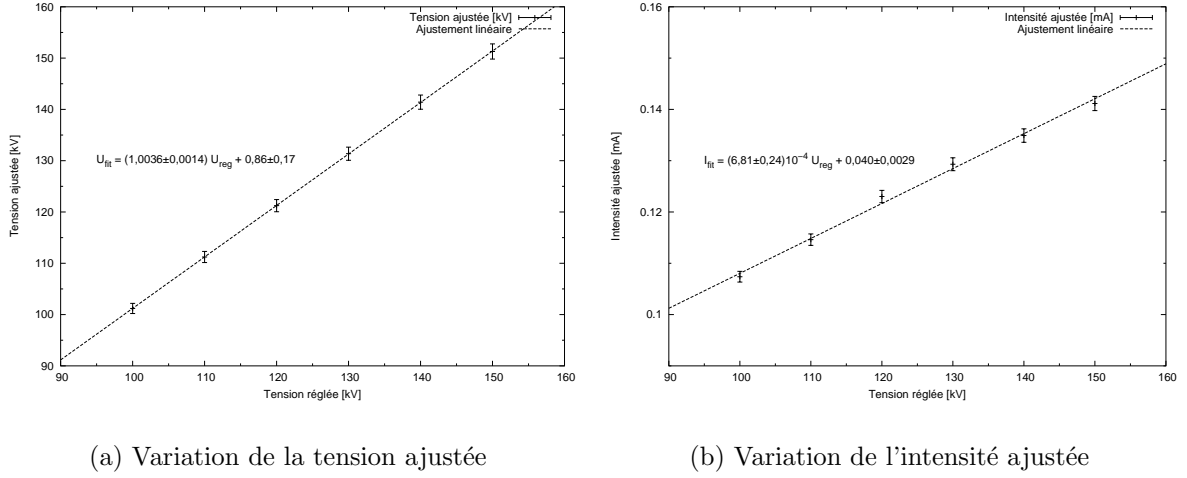


FIG. 2.31: Variation de la tension et de l'intensité ajustées en fonction de la tension réglée (intensité réglée à 0,2 mA)

D'autre part, lorsque l'intensité est fixée (0,2 mA) avec une tension variable (cf. fig. 2.31(a)), la tension ajustée du tube est directement proportionnelle à la tension réglée (avec un coefficient de proportionnalité proche de 1). Il n'y a cependant pas tout à fait identité puisque un offset de 0,86 kV est nécessaire, probablement dû à l'incertitude de correspondance entre la tension affichée et la tension réellement appliquée sur le tube. Enfin, l'intensité ajustée dans ce cas varie aussi avec la tension réglée du tube. Ce couplage (non prévu dans les modèles) peut être expliqué par :

- l'efficacité du détecteur. En effet, une tension du tube différente se traduit par un spectre centré à une autre énergie. Si l'efficacité du détecteur varie sensiblement dans la gamme d'énergie explorée, le facteur d'échelle à appliquer se traduit par une intensité ajustée plus faible.
- une non linéarité de l'efficacité de conversion courant-photons non prise en compte par la simulation
- un absorbeur mal évalué (pour les mêmes raisons que l'efficacité du détecteur).

En supposant que le couplage observé est décrit par une variation linéaire du coefficient de proportionnalité entre l'intensité réglée et l'intensité ajustée, les paramètres ajustés se mettent sous la forme :

$$U_{fit}(kV) = 1,0038^{\pm 0,0014} U_{reg}(kV) + 0,86^{\pm 0,17} \quad (2.134)$$

$$I_{fit}(mA) = (3,405^{\pm 0,119} 10^{-3} U_{reg}(kV) + 0,1435^{\pm 0,025}) I_{reg}(mA) + 9,65^{\pm 1,1} 10^{-3} \quad (2.135)$$

Compte tenu de ces résultats, il est possible de simuler les spectres incidents sur la lentille dans les conditions de réglage ainsi que les contributions des différents absorbeurs sur la ligne (air, cuivre, miroir). Les résultats de ces simulations sont regroupés en figure 2.32 page ci-contre. Le spectre 2.32(a) montre le flux brut (pas d'absorbeur), émis par le générateur et corrigé de la distance de la lentille. Sur le même graphique est reporté le spectre après absorption par l'air. L'effet de l'air est surtout sensible à basse énergie

(en dessous de 90 keV) et réduit le flux incident d'environ 35 % à 122 keV (énergie de réglage). Les spectres 2.32(a) sont les spectres simulés réels au niveau de la lentille (plaque de cuivre seule pour la configuration de 2000/2001 et ajout du miroir de visée pour le réglage de 2003). La plaque de cuivre réduit sensiblement la proportion de flux basse énergie (en-dessous de 80 keV), ce qui était l'effet voulu afin de réduire le taux de comptage au niveau de la lentille. On peut remarquer que la variation de flux est quasiment linéaire

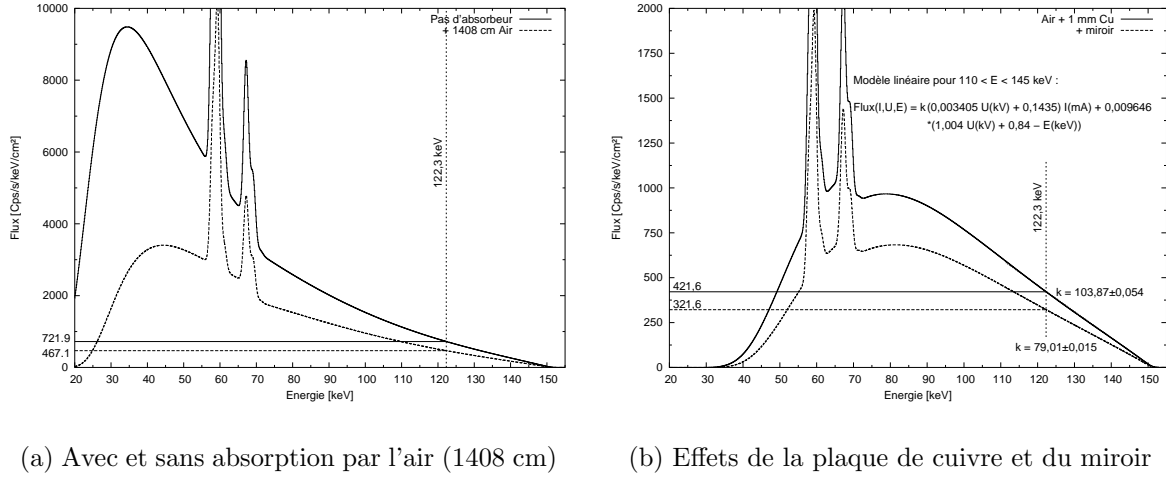


FIG. 2.32: Spectres incidents au niveau de la lentille dans différentes configurations avec une intensité réglée de 0,2 mA et une tension de 150 kV.

au-dessus de 110 keV avec une coupure à la tension du tube. Cet ajustement a été effectué pour le spectre 2.32(b) avec une fonction de la forme $F = k * I * (U - E)$, où I et U sont données par les relations 2.134 et 2.135 page précédente et avec flux nul si $E > U$. k vaut respectivement $78,58 \pm 0,015$ et $103,28 \pm 0,054 \text{ cps/s/keV}^2/\text{cm}^2/\text{mA}$ suivant la présence ou non du miroir de renvoi. Ces approximations donnent des valeurs à $\pm 2\%$ du flux simulé pour une intensité de 0,2 mA, une tension de 150 kV et une énergie comprise entre 110 et 145 keV (cas usuel du réglage). Rappelons enfin que toutes ces simulations ne prennent pas en compte l'efficacité (mal connue) du détecteur utilisé (CHAMPAGNE). Les flux incidents obtenus ne seront donc valides que pour des mesures effectuées avec ce même détecteur (cas du réglage effectué en 2003, utilisable pour la détermination des paramètres cristallins).

2.3.2.2 Les cristaux et la lentille γ

Dans cette partie, nous allons brièvement présenter les méthodes utilisées pour simuler la réponse des cristaux et de la lentille γ . La première étape consiste à repérer la position du cristal dans l'espace (en fait par rapport à un référentiel lié à la lentille), c.à.d, a priori, 3 translations (x, y, z) et 3 rotations ($\omega_x, \omega_y, \omega_z$). (cf. fig 2.33 page suivante).

Les translations sont données par la géométrie de la lentille : rayon moyen de l'anneau considéré (r_{anneau}), décalage par rapport au plan moyen de la lentille (z) et position du cristal sur l'anneau (angle γ). Si on se place dans le référentiel du cristal, la rotation autour

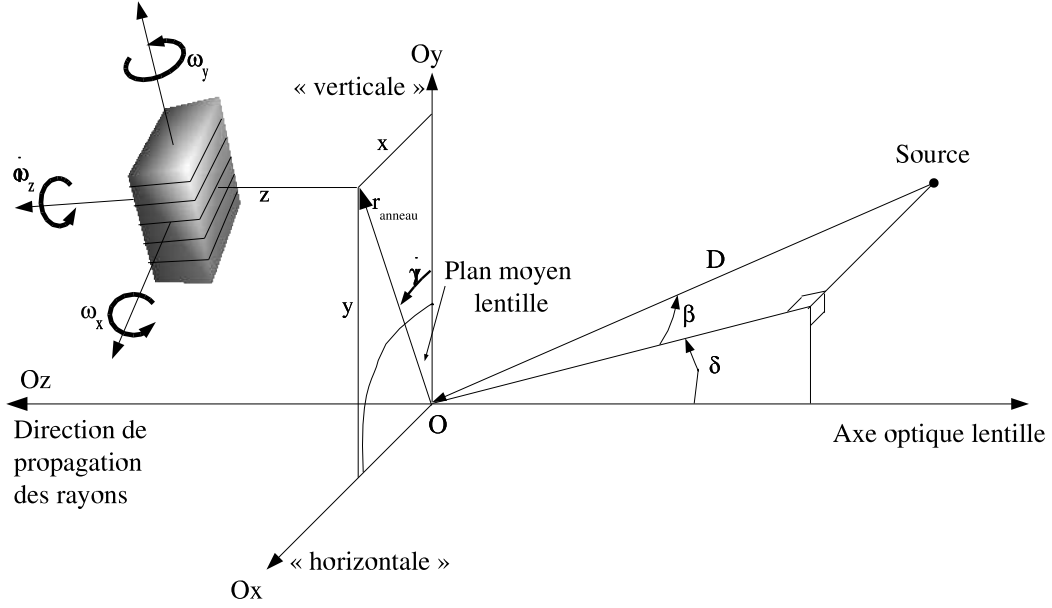


FIG. 2.33: Repérage d'un cristal et d'une source dans les axes lentille

d'un axe perpendiculaire au plan cristallin utilisé (ω_y) n'influe pas sur l'angle de diffraction. Sa contribution intervient uniquement dans l'épaisseur effective du cristal. Au premier ordre cet effet est négligeable et sera négligé (les contraintes mécaniques n'autorisent qu'un débattement de l'ordre du degré). De même, la rotation ω_z est (quasiment) la somme de l'angle sur l'anneau (γ) et d'une éventuelle rotation intrinsèque du cristal. Cette dernière composante modifie (au second ordre pour une source sur l'axe) l'angle d'incidence (et d'émergence) des rayons. Mécaniquement faible (de l'ordre du degré), cette composante sera aussi négligée et donc $\omega_z = \gamma$. Finalement, seul l'angle ω_x (correspondant à l'angle de Bragg pour une source à l'infini sur l'axe) reste à déterminer. Cet angle est calculé grâce à l'énergie centrale du pic mesurée au moment du réglage. En effet, en reprenant les formules données en annexe A page 237, l'angle de Bragg à l'infini vaut :

$$\theta_\infty \approx 65,24 \left(\frac{d_{Ge[111]}}{d} \right) \left(\frac{100 \text{ keV}}{E} \right) - 34,38 \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \text{ arcmin}, \quad (2.136)$$

où r est le rayon de la fente de réglage (usuellement le milieu de l'anneau) et D la distance de la source, supposée sur l'axe (14,16 m) et E l'énergie réglée pour le cristal.

Une fois la position du cristal déterminée, la simulation consiste à placer une source dans l'espace objet de la lentille (repérée par sa distance D , éventuellement infinie et les angles δ, β , cf. fig 2.33) et à calculer le faisceau diffracté par le cristal. Dans la simulation développée pour la lentille γ , deux approches sont possibles. La première (la plus "proche" de la réalité), consiste à tirer des rayons (direction, énergie) de la source (par Monte-Carlo ou déterministe) vers le cristal de la lentille. L'angle d'incidence sur le cristal est alors calculé, ainsi que les probabilités de diffraction, transmission, absorption grâce aux formules 2.85 et 2.86, page 49 en ne considérant qu'un seul plan possible de diffraction

(othoradial). La direction du rayon émergent est alors actualisée en fonction de ces probabilités (faisceaux pondérés dans le cas déterministe, ou sélectionnés par tirage aléatoire pour une simulation de Monte-Carlo). On définit aussi un plan de détection dans l'espace image : quand un rayon émergent traverse ce plan, la position du photon (dans le cas diffracté/transmis), ainsi que son énergie et son "état" (transmis, diffracté, absorbé) sont enregistrés. Un post-traitement de ces données permet alors de créer des spectres et/ou des cartes d'intensité dans le plan de détection. Cette méthode permet de prendre en compte le maximum d'effets (absorption vraie pour l'énergie considérée, taille angulaire de la source, projection dans le plan de détection, etc.) mais demande beaucoup de temps de calcul.

Pour pallier à ce problème (notamment dans le cas de la détermination des paramètres cristallins), les formules approchées établies dans le § 2.1.3 page 54 sont utilisées. Dans ce cas, le spectre diffracté est directement calculé en réduisant le cristal à sa dimension radiale (symétrie de révolution) et en négligeant la variation de l'absorption en fonction de l'énergie. Ces approximations sont raisonnables étant données la faible étendue orthoradiale des cristaux et la finesse des pics de diffraction.

2.3.3 Analyse des données de réglage

Lors du réglage de la lentille, le spectre diffracté pour chaque cristal est enregistré. En connaissant le flux incident, il est donc en théorie possible de déterminer deux paramètres cristallins (mosaïcité et taille moyenne des cristallites par rapport à la longueur d'extinction) à partir du flux diffracté et de la largeur du pic. Néanmoins, les données de réglage obtenues pendant les campagnes de réglage 2000 et 2001 ne permettent pas une bonne détermination des paramètres cristallins pour les raisons suivantes :

- Le flux incident du générateur n'a pas été mesuré précisément avec le détecteur utilisé alors (détecteur de vol et prototype 01 d'INTEGRAL/SPI). Le spectre incident pourrait néanmoins être estimé en utilisant les résultats du paragraphe précédent et une efficacité estimée du détecteur.
- La plupart des cristaux ont été réglés avec un ancien masque (sandwich bois-plomb-bois, analogue à celui décrit dans le § 2.3.1.1 page 70). Ce masque n'ayant pas de dispositif de réglage de la zone éclairée, l'ensemble (ou presque) du cristal était illuminé, ce qui se traduit par des largeurs géométriques d'environ 146 arcsecondes (anneaux 0,1,2,3,5 et 7) et 102 arcsecondes (anneaux 4 et 6). Ayant le même effet d'élargissement du spectre qu'une mosaïcité de même ordre, il n'est alors plus possible d'évaluer des mosaïcités inférieures à environ 100 arcsecondes à partir des données de réglage.

Notons cependant que même si ces raisons nous empêchent de déterminer les paramètres cristallins, elles n'ont heureusement pas d'effet déterminant sur la précision du réglage de la lentille.

En 2003, la lentille a de nouveau été réglée pour un vol transméditerranée (finalement transformé en test à grande distance au sol, cf. § 2.3.6 page 98). Pour ce réglage, le système de fente réglable monté sur le masque décrit au § 2.3.1.1 page 70 associé au système de pointage laser a permis de contrôler précisément la zone éclairée sur le cristal. Afin de collecter le maximum de flux avec une ouverture radiale aussi mince que possible, toute

la largeur (orthoradiale) du cristal est découverte. Le tableau 2.23 donne les valeurs de la taille radiale des fentes par anneau ainsi que les largeurs angulaires et énergétiques (évaluée par la formule 2.131 page 72) correspondantes. La dernière colonne donne la largeur angulaire correspondante à la résolution du détecteur utilisé (environ 1,6 keV pour le détecteur CHAMPAGNE). Ces valeurs montrent que le facteur limitant n'est plus

Anneau	Plan	Taille radiale [mm]	Largeur angulaire ["]	Largeur énergétique [keV]	Angle équivalent détecteur ["]
0	111	2	30	1,1	42
1	220	2	30	0,7	69
2	311	2	30	0,6	80
3	400	2	30	0,5	85
4	331	2	30	0,45	97
5	422	2	30	0,40	119
6	333	3,6	53	0,7	126
7	440	4	60	0,7	137

TAB. 2.23: Paramètres de réglage des cristaux (campagne 2003)

la largeur de la fente mais la résolution du détecteur : la détermination de la mosaïcité sera d'autant plus imprécise que le cristal sera situé sur les anneaux extérieurs.

2.3.3.1 Ajustement des paramètres cristallins

Tout en tenant compte des limitations imposées par la résolution du détecteur, une première analyse des données de réglage 2003 a été effectuée en essayant de trouver pour chaque cristal un couple (m, t_0) (mosaïcité, taille moyenne des cristallites) permettant de reproduire les spectres observés. L'ajustement s'est fait grâce aux formules approchées établies en § 2.1.3 page 54 et en maximisant la log-vraisemblance du modèle (voir le chapitre sur l'analyse des données du vol page 183). Le niveau de bruit de fond des spectres est estimé à partir des spectres enregistrés (modèle linéaire). D'après le modèle de Darwin, le flux maximal diffracté pour une mosaïcité donnée est obtenu pour le modèle "idéalement imparfait", c.à.d une longueur de cristallites nulle. Cependant, quelques spectres de réglage semblent contenir plus de flux que ce maximum théorique. Afin de pouvoir néanmoins ajuster les spectres (et d'éviter des discontinuités), une longueur de cristallites négative est autorisée. Dans ce cas, sa valeur absolue représente le facteur d'échelle (en %) à appliquer au modèle par rapport au maximum théorique. Par exemple, une longueur de "-50 μm " signifie qu'un facteur 1,5 a été appliqué au modèle "idéalement imparfait" pour l'ajustement aux données.

Deux spectres ajustés sont représenté en fig. 2.34 page ci-contre pour des cristaux de l'anneau 0 et 6. On remarque que le couple de paramètres trouvés s'ajuste bien dans le deux cas aux données expérimentales. Néanmoins, ainsi qu'indiqué précédemment, l'incertitude sur ces paramètres augmente pour l'anneau 6.

Le même traitement a été effectué pour 520 cristaux des différents anneaux (cristaux pour lesquels des spectres de réglage étaient disponibles). Les résultats de ces analyses

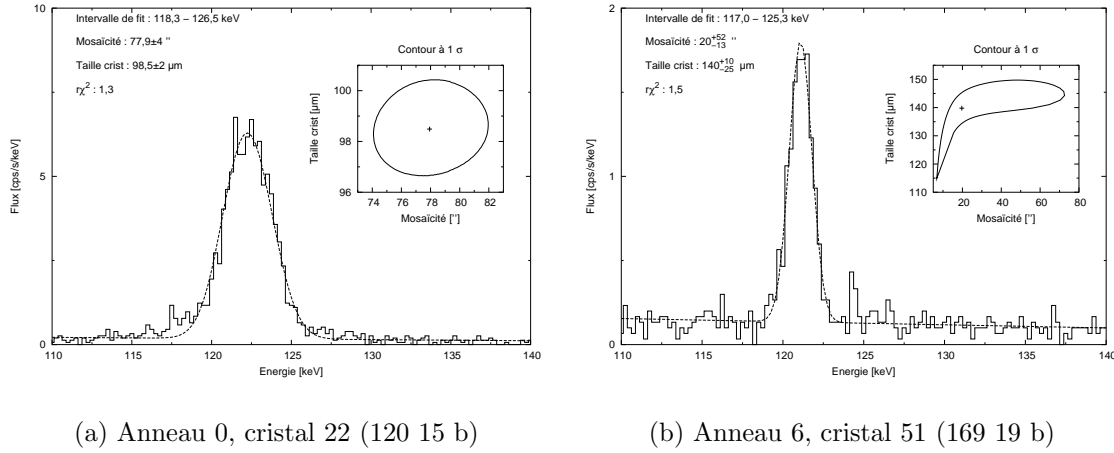


FIG. 2.34: Spectres de réglage ajustés

sont représentés en fig. 2.35 page suivante : pour chaque anneau, la position de chaque cristal dans le plan (mosaïcité, taille cristallites) est reportée avec les barres d'erreur (à 1σ) correspondantes. Les points sont aussi différenciés en fonction de la boule de croissance (les cristaux dont l'information de provenance du cristal n'était pas disponible sont affectés à la boule "?"). Les barres d'erreur sont calculées en supposant un modèle parfait, elles ne tiennent pas compte des incertitudes sur la résolution du détecteur, le flux du générateur ou la taille de la fente de sélection. Pour comparaison, les longueurs d'extinction données dans les tableaux 2.12 page 47 et 2.13 page 47 dans le cas du germanium sont repérées pour chaque anneau. Afin de ne garder que les valeurs pour lesquelles l'ajustement s'est correctement effectué, seules les optimisations avec un χ^2 réduit inférieur à 3.0 ont été représentées. De plus, les rectangles en pointillés tracés sur les figures fixent les limites des valeurs "raisonnables" de mosaïcité et de longueur de cristallite. Lorsque des valeurs sont en-dehors de ces limites, il est fortement probable que les valeurs sont aberrantes, soit en raison d'un échec de l'optimisation (minimum local) ou d'une déviation du spectre par rapport au modèle de Darwin.

La première observation est une tendance globale à des tailles de cristallites plus faibles lorsque la mosaïcité est importante. Cela peut être dû à la croissance cristalline : une mosaïcité faible signifie peu d'impuretés et de dislocation dans la structure cristalline. Dans ce cas, il semble plus probable que des blocs plus grands de cristaux "parfaits" puissent être créés, c.à.d une longueur moyenne des cristallites plus grande. Il se peut aussi que cette tendance soit induite par la simulation elle-même : des erreurs systématiques (sur la résolution détecteur ou la taille de la fente par exemple) pourraient peut-être induire de tels effets. Notons aussi que, comme prévu, les barres d'erreur deviennent d'autant plus importantes (et probablement sous-évaluées) que les ordres de diffraction sont grands.

Les mosaïcités ajustées semblent en moyenne légèrement augmenter avec l'ordre des plans cristallins (sauf anneau 6). Cette tendance est cohérente avec l'augmentation de la taille angulaire équivalente à la largeur du détecteur (tab. 2.23) et d'autant plus sensible à l'incertitude sur sa résolution énergétique. Suivant cette hypothèse, les mosaïcités sont probablement légèrement surévaluées (en effet, l'information des pics de faible largeur est

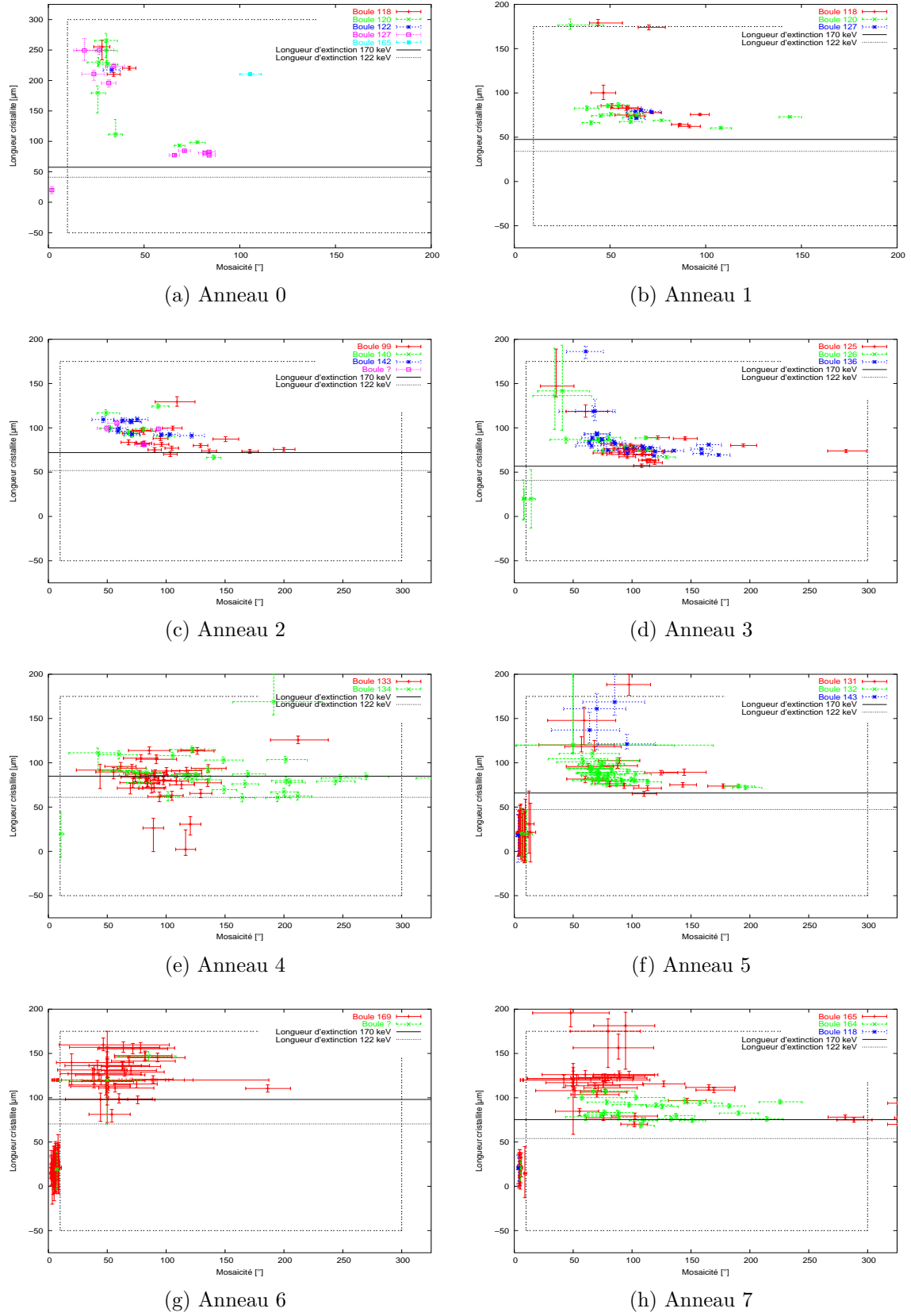


FIG. 2.35: Paramètres cristallins ajustés pour les différents anneaux et boules

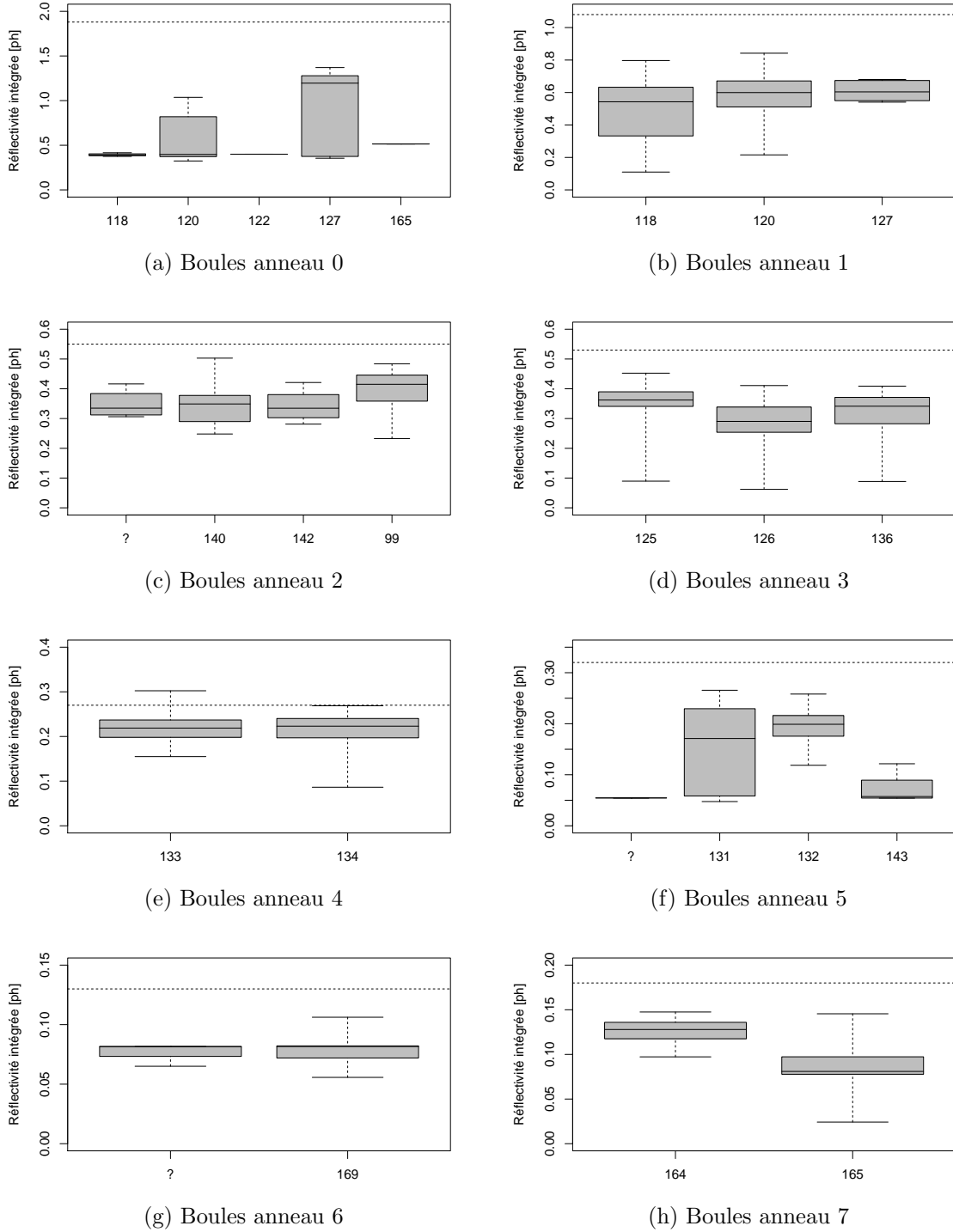


FIG. 2.36: Dispersion des réflectivités intégrées. Pour chaque anneau et chaque boule, la dispersion de la réflectivité intégrée a été représentée pour un flux incident de 1 ph/s/keV à 170 keV : les rectangles représentent, de bas en haut, le premier quartile, la médiane et le troisième quartile de la dispersion. Les barres extérieures donnent les valeurs minimales et maximales. Pour comparaison, les traits pointillés donnent la réflectivité calculée pour un cristal “idéalement imparfait” (longueur de cristallite nulle) et une mosaïcité d’une arc-minute.

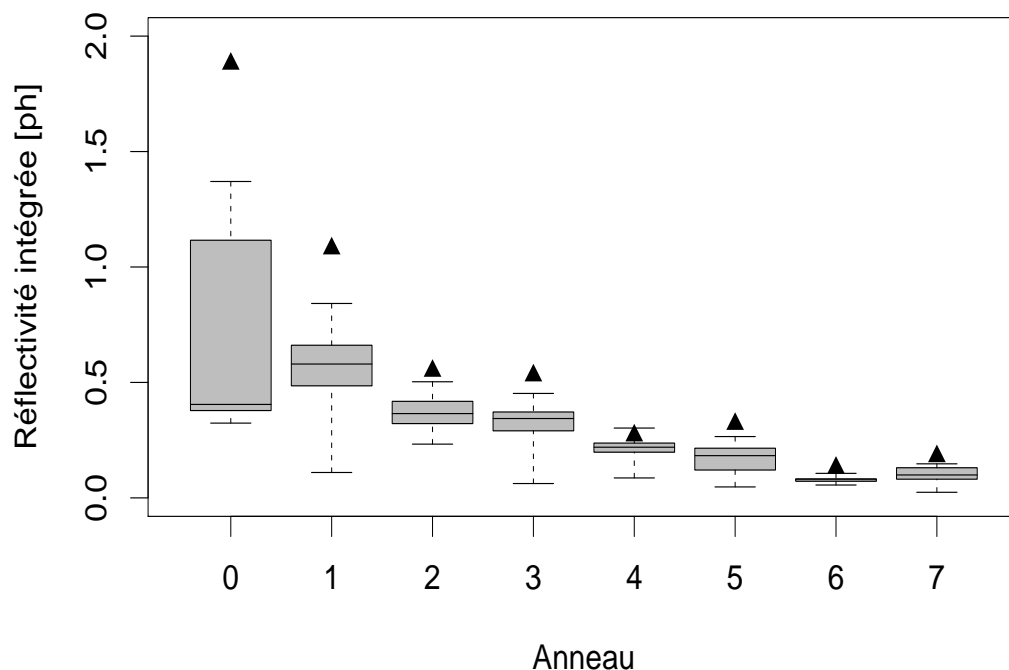


FIG. 2.37: Réflectivité intégrée moyennée par anneau. Voir fig 2.36 pour l'explication générale du graphique. Les triangles sont les valeurs théoriques pour des cristaux idéalement imparfaits et une minute d'arc de mosaïcité.

perdue par la résolution du détecteur).

Une autre manière de comparer la qualité des cristaux est de calculer la réflectivité intégrée (cf. § 2.1.2.10 page 52) pour chacun d'eux à partir des paramètres cristallins ajustés. La figure 2.36 page précédente donne la dispersion de cette réflectivité intégrée par anneau et par boule de croissance pour un flux incident parallèle de 1 ph/s/keV à 170 keV. Pour chaque boule, les barres horizontales des rectangles grisés représentent, de bas en haut, le premier quartile (le quart des cristaux ont une réflectivité intégrée correspondant à cette valeur), la médiane (moitié de l'effectif) et troisième quartile (trois quart des effectifs). Les barres externes inférieures et supérieures donnent respectivement les valeurs minimales et maximales de la réflectivité. À titre de comparaison, la réflectivité intégrée correspondant à un cristal idéalement imparfait (longueur de cristallite nulle) et une mosaïcité d'une minute d'arc a aussi été tracé (tirets). La figure 2.37 donne, avec les mêmes conventions, un aperçu global de la "qualité" des cristaux par anneau, en moyennant les réflectivités des différentes boules. Ces graphiques permettent de constater une forte variabilité du flux diffracté, reflétant la dispersion en mosaïcité et surtout dans la taille ajustée des cristallites (cf. fig 2.35). Cette variabilité ainsi que la réflectivité moyenne dépendent fortement de la boule considérée. Notons aussi que la réflectivité moyenne, l'amplitude de la dispersion, ainsi l'écart au cas idéal diminuent avec l'anneau, ce qui s'explique par les plus faibles efficacité de diffraction et sensibilité à la longueur des cristallites lorsque l'ordre des plans cristallins augmente.

En conclusion de cette première analyse, les données de réglage ne permettent pas une détermination précise des paramètres cristallins (dû essentiellement à la résolution

du détecteur et aux incertitudes de mesures). Néanmoins, l'analyse menée précédemment nous donne un moyen de comparaison (au moins relatif) entre les différents cristaux : à une mosaïcité donnée, un cristal est d'autant plus efficace que la taille des cristallites est petite devant la longueur d'extinction. La dispersion des résultats montre à ce propos que la qualité des cristaux est très variable. De plus, la qualité d'un cristal est en partie liée à sa croissance c.à.d à la boule correspondante, comme on peut le voir sur les figures 2.35(f) et 2.36(f) pour l'anneau 5 et les figures 2.35(h) et 2.36(h) pour l'anneau 7. Connaissant les conditions de croissance des différentes boules, ces données devraient permettre d'optimiser le processus de croissance cristalline.

Enfin, des calculs plus précis des paramètres cristallins nécessiteraient probablement des mesures supplémentaires sur au moins quelques cristaux. Par exemple, la mesure simultanée du flux transmis et du flux diffracté devrait nous donner des informations supplémentaires, notamment sur la valeur du flux incident et la transparence effective des cristaux. Des mesures croisées avec d'autres méthodes (notamment le dispositif de refocalisation des rayons X de l'ILL [Bastie et Hamelin, 1996]) permettraient aussi de lever certaines indéterminations (p.ex celle due à la résolution du détecteur).

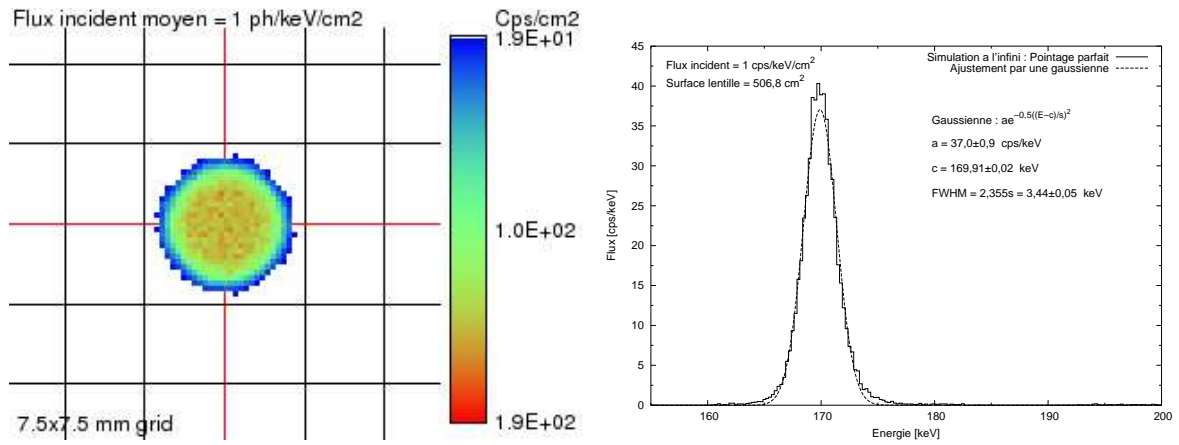
Cette étude semble donc plus qualitative que quantitative (la plus grande incertitude étant la taille des cristallites). Elle peut néanmoins servir d'initialisation à la simulation de la lentille γ avec une réserve sur l'efficacité de diffraction.

2.3.4 Résultats de simulation

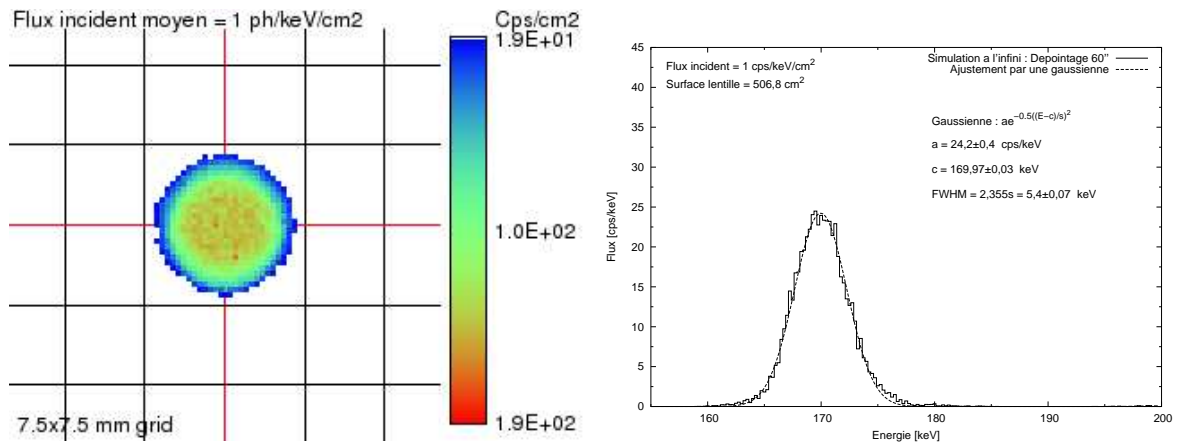
Les paramètres cristallins ayant été déterminés (ou au moins “raisonnablement” estimés), il est possible de simuler la réponse de la lentille (spectralement et spatialement) pour différents pointages et différentes distances de la source. La source est placée à l'infini, avec un spectre incident continu constant normalisé à 1 photon/keV/cm². L'intensité intégrée correspond à l'intégrale du signal dans une bande de 10 keV centrée autour de 170 keV. Les figures 2.38 page suivante et 2.39 page 93 montrent l'intensité intégrée sur le plan de détection (dans la bande [165-175 keV]) à gauche et le spectre diffracté total à droite, le dépointage augmentant par pas de 1 arcminute entre 0 et 5.

Ces graphiques montrent tout d'abord une importante déformation du spectre lorsque le dépointage augmente. Au-delà de 90 arcsecondes, le spectre diffracté ne peut plus être considéré comme gaussien. Suivant leur position sur l'anneau, les cristaux vont “voir” un dépointage différent. En effet, le dépointage effectif vaut $\psi = \epsilon \cos(\theta - \phi)$, où θ est la position angulaire du cristal sur l'anneau, ϵ est le dépointage de la lentille (que l'on prendra positif), ϕ repère la direction du dépointage par rapport à l'origine de θ et ψ est l'angle effectif de dépointage du cristal. Certains cristaux seront donc dépointés de $+\epsilon$ et diffracteront une énergie plus faible (d'après la relation de Bragg) tandis que d'autres seront dépointés de $-\epsilon$ (énergie plus grande) ou ne seront pas dépointés (pas de changement énergétique). En prenant le cas idéalisé d'un anneau sans extension radiale et en remplaçant la discrétisation des angles sur cet anneau par une variation continue, le point d'impact sur le plan de détection dans un repère lié au cristal vaut :

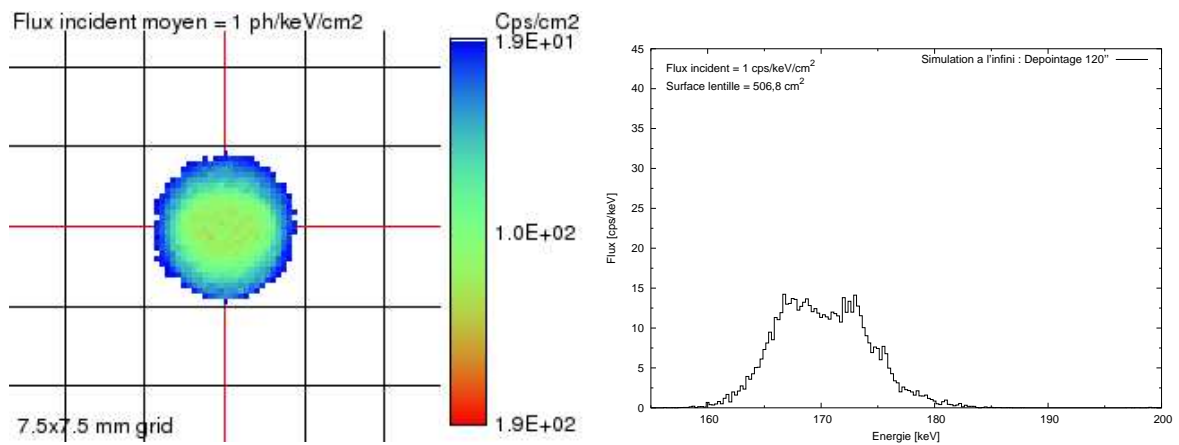
$$\begin{cases} x_c(\theta) = f\epsilon \cos(\theta - \phi) \\ y_c(\theta) = f\epsilon \sin(\theta - \phi), \end{cases} \quad (2.137)$$



(a) Pointage parfait

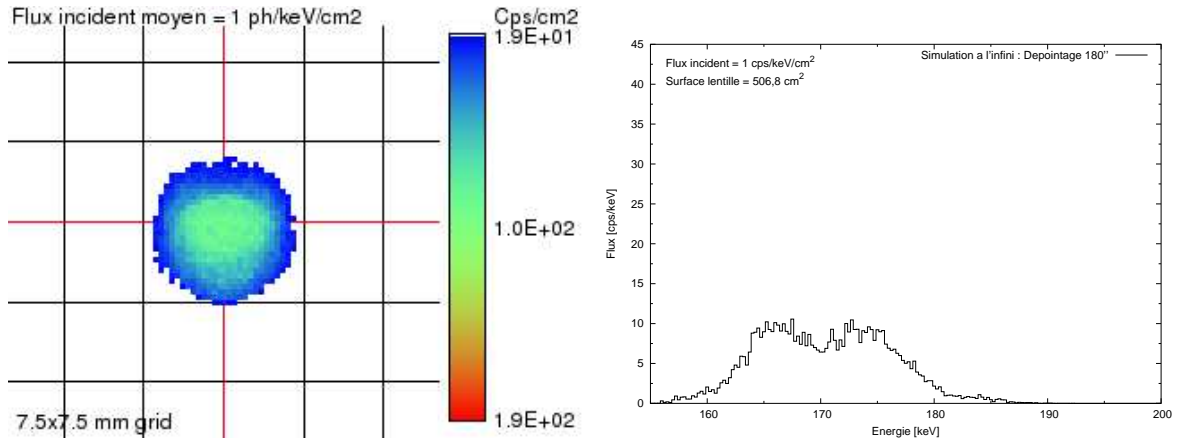


(b) Dépointage : 1 arcminute

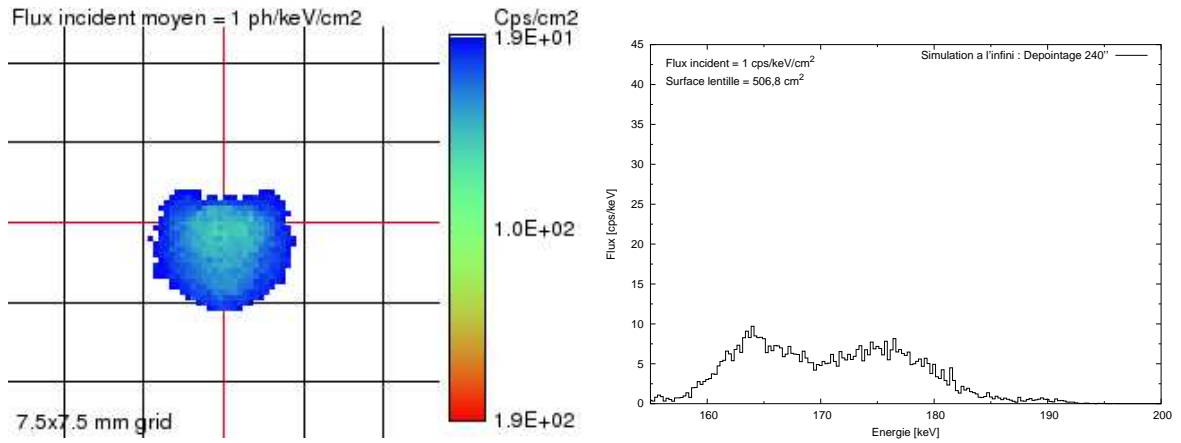


(c) Dépointage : 2 arcminutes

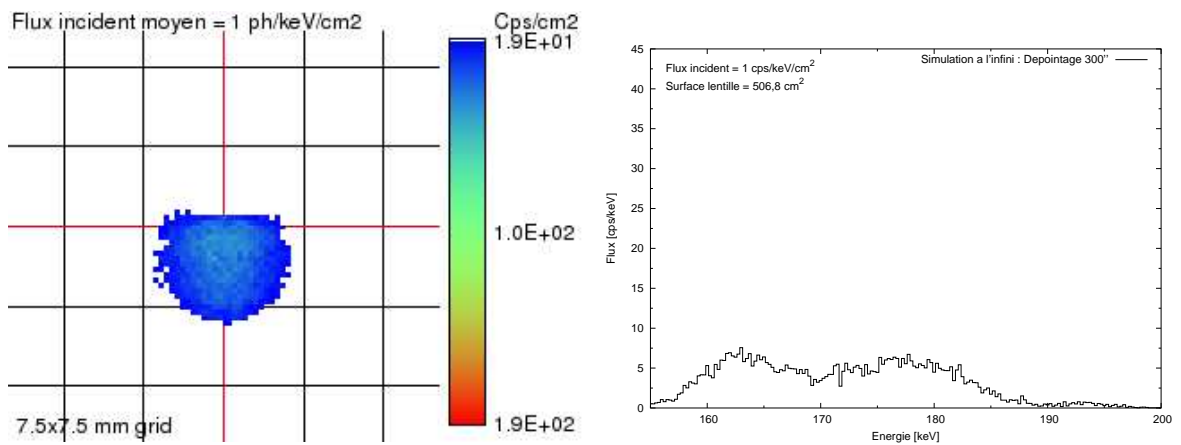
FIG. 2.38: Résultats de simulation pour différents pointages (0, 1 et 2 arcminutes) : l'intensité intégrée sur le plan de détection dans [165-175] keV est représentée à gauche, le spectre diffracté à droite. Le flux incident est constant, normalisé à 1 ph/keV/cm².



(a) Dépointage : 3 arcminutes



(b) Dépointage : 4 arcminutes



(c) Dépointage : 5 arcminutes

FIG. 2.39: Résultats de simulation pour différents pointages (3, 4 et 5 arcminutes) : voir la fig. 2.38 pour la description des graphiques.

où f est la focale de la lentille et (x_c, y_c) la position du point d'impact par rapport au point focal. θ indique l'angle du cristal sur l'anneau, positif suivant la convention trigonométrique. En d'autres termes, c'est un cercle de rayon $f\epsilon$ centré sur le point focal... Le cristal étant lui-même tourné d'un angle θ par rapport au repère lentille, ce cercle en reste un dans ce dernier repère mais, paramétrisé en fonction de l'angle du cristal :

$$\begin{cases} x(\theta) = f\epsilon \cos(2\theta - \phi) \\ y(\theta) = f\epsilon \sin(2\theta - \phi), \end{cases} \quad (2.138)$$

c.à.d toujours un cercle de même centre et rayon... A cette position d'impacts correspond donc un dépointage $\epsilon \cos(\theta - \phi)$, c.à.d une variation de l'énergie diffractée valant $\Delta E \approx -\frac{hc}{2d} E^2 \epsilon \cos(\theta - \phi)$. Cette formule est valable dans l'approximation des petits angles ($\Delta E \ll E$), dans le cas contraire il faut utiliser la formule de Bragg non linéarisée. Si on paramétrise le cercle d'impact par $\alpha = 2\theta - \phi$, c.à.d l'angle trigonométrique du cercle, la variation d'énergie devient $\Delta E \approx -\frac{hc}{2d} E^2 \epsilon \cos(\frac{\alpha - \phi}{2})$. Dans cette formule α varie entre 0 et 4π (puisque θ varie entre 0 et 2π). Cela montre que pour une position donnée sur le cercle d'impact (c.à.d pour un certain $\alpha[2\pi]$), deux énergies sont diffractées : $\pm \frac{hc}{2d} E^2 \epsilon \cos(\frac{\alpha - \phi}{2})$. La variation de l'énergie diffractée pour les différents anneaux, un dépointage de 1 minute d'arc et un déphasage $\phi = 0$ est donnée par la figure 2.40 en représentation polaire.

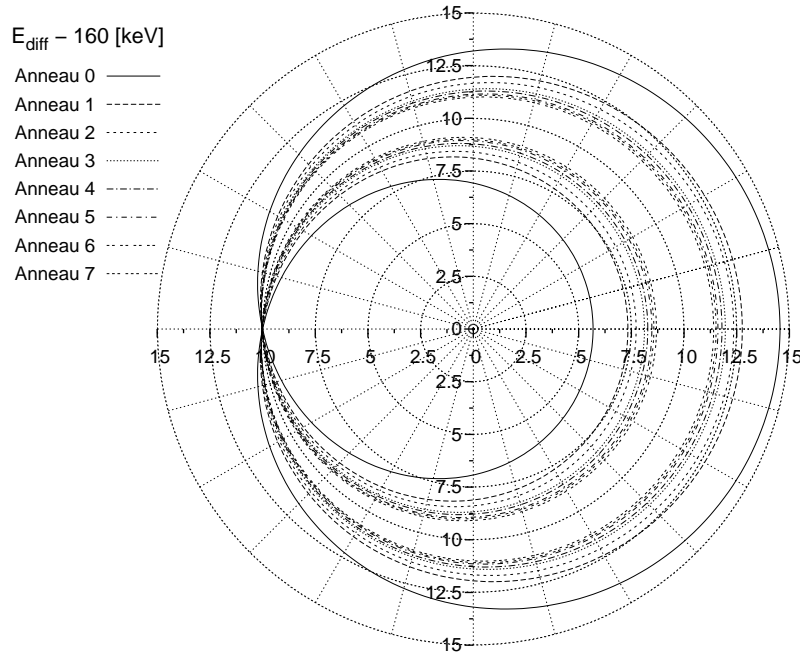


FIG. 2.40: Variation de l'énergie diffractée en fonction de la position sur le plan focal : le dépointage considéré est de 1 minute d'arc sans déphasage ($\phi = 0$). L'angle polaire représente la position sur le cercle d'impact dans le plan focal (diamètre 1,6 mm, centré sur le point focal), le rayon donnant l'énergie diffractée correspondante. Pour des raisons de clarté, 160 keV a été soustrait à cette énergie.

Ainsi, comme le flux diffracté est la somme des contributions de tous les cristaux, le spectre correspondant s'élargit avec deux maxima relatifs de part et d'autre de l'énergie

centrale, et un minimum relatif au milieu. Ajoutons que les anneaux intérieurs étant plus sensibles au dépointage que les anneaux extérieurs (dû à l'ordre du plan cristallin), leurs contributions respectives vont se dissocier et étaler encore davantage le spectre. Pour la simplification d'analyse et la détectabilité du signal dans le bruit de fond instrumentale, il est évident que le pointage sur la source de la lentille doit être le meilleur possible (meilleur que 1,5 minutes d'arc). Cependant, le flux diffracté total (intégré sur tout le spectre) ne dépend pas significativement du dépointage : lors d'une observation d'une source continue avec un flux incident supposé constant en énergie, le dépointage "dilue" le spectre mais il n'y a pas de perte du nombre de photons diffractés (cf. tableau 2.24). Ainsi, il est possible de comparer les efficacités d'expériences ayant des dépointages (c.à.d

Dépointage ["]	Flux intégré [cps]
0	143,7±0,3
60	144,0±0,3
120	144,6±0,3
180	145,1±0,3
240	144,6±0,3
300	144,1±0,3

TAB. 2.24: Flux simulé intégré (source à l'infini). Le flux incident est constant, normalisé à 1 cps/keV/cm²

des largeurs spectrales) différents :

- soit en comparant directement les intégrales des spectres, mais l'intégrale est souvent difficile à estimer directement (déformation du spectre, bruit de fond, ...)
- soit en appliquant un facteur de correction pour estimer l'intensité au pic pour une largeur à mi-hauteur commune. Lorsque le pic est symétrique, de forme gaussienne (ou lorentzienne, ...), l'intégrale est proportionnelle au produit de l'intensité du pic par la largeur à mi-hauteur. Nous prendrons ici comme convention de comparer les intensités (ou efficacités) au pic pour une largeur de 3 keV et dans ce cas, $I_{pic}^{3, keV} = \frac{FWHM_{pic}}{3 \text{ keV}} I_{pic}$.

Pour la même raison que la distribution spectrale, la localisation spatiale des impacts dans le plan focal varie avec l'énergie et le dépointage. Ceci correspond à la déformation de la tache focale intégrée dans 165-175 keV, surtout sensible au-delà de 2 minutes d'arc.

Une autre façon de mesurer la dispersion spatiale de l'intensité diffractée est de calculer la distribution radiale de cette intensité. La figure 2.41 page suivante montre ces distributions pour différents dépointages (intensité intégrée dans la bande 165-175 keV). Comme prévu, la distribution radiale s'élargit avec le dépointage. Le flux intégré total (courbes de droite) reste quant à lui relativement constant jusqu'à un dépointage d'environ 90 arcsecondes. Dans le cas d'un pointage parfait, la moitié du flux est collectée dans un rayon de 0,3 à 0,4 cm. Toujours dans le cas d'un pointage parfait, il est possible d'estimer analytiquement la décroissance de la distribution radiale en supposant que les empreintes des cristaux se superposent au centre du plan focal. En effet, sous l'hypothèse d'une distribution continue en rotation de cristaux de largeur $2l$ et de longueur $2L$ ($l < L$),

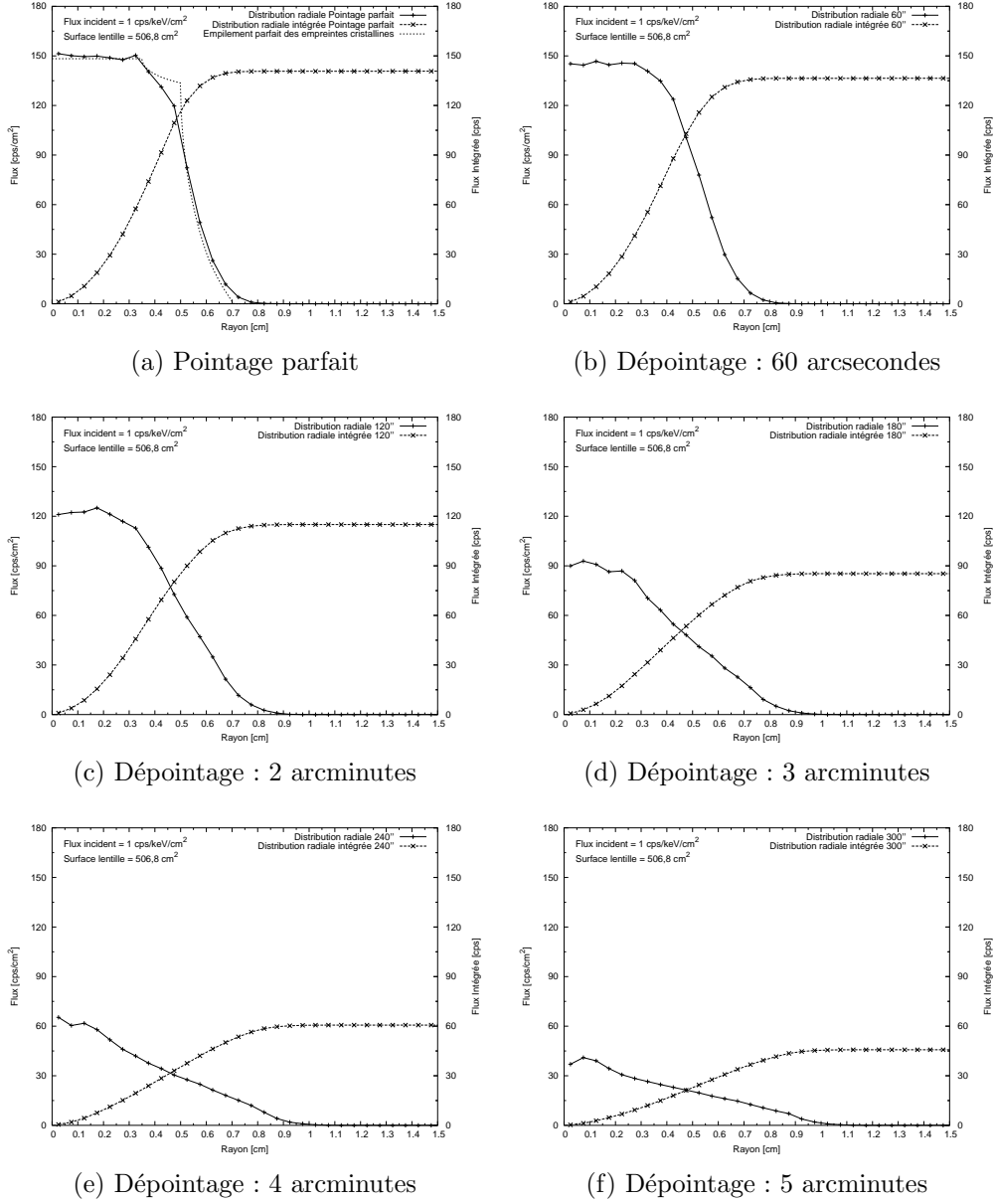


FIG. 2.41: Distribution radiale du flux, intégrée dans [165-175] keV sur le plan de détection pour différents dépointages

leur superposition donne l'intensité radiale normalisée suivante :

$$I(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } r \leq l \\ 1 - \frac{2}{\pi} \arccos\left(\frac{l}{r}\right) & \text{si } l < r \leq L \\ 1 - \frac{2}{\pi} \left(\arccos\left(\frac{l}{r}\right) + \arccos\left(\frac{L}{r}\right) \right) & \text{si } L < r \leq \sqrt{l^2 + L^2} \\ 0 & \text{si } r > \sqrt{l^2 + L^2} \end{cases} \quad (2.139)$$

Dans le cas de la lentille, il y a superposition de ces fonctions pour différentes valeurs du couple (l, L) (cristaux de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ et $1 \times 0,7 \text{ cm}^2$). La relation correspondante a été tracée en prenant les contributions respectives des différents anneaux issues de la simulation (cf. fig. 2.41(a), tirets). Les deux courbes sont comparables (notamment la position des décrochements) mais la simulation apparaît plus “lisse”. Ceci s’explique par principalement deux raisons :

- Suite à un compromis entre énergie diffractée et position de la tâche focale, les empreintes des cristaux des anneaux 4 et 6 (taille $1 \times 0,7 \text{ cm}^2$) sur le plan de détection ne sont pas centrées (cf. annexe A page 237).
- Les cristaux ne sont pas parfaitement réglés à leur énergie théorique, ce qui élargit légèrement la distribution radiale.

Ces simulations sont donc conformes à ce que l’on attend dans des cas particuliers. Elles permettent néanmoins de simuler un nombre varié de situations (source à distance finie/infinie, pointage, ...) et de mieux comprendre les résultats des différentes expériences.

2.3.5 Mesures avec une source radioactive

Afin de mesurer l’efficacité de diffraction de la lentille à partir d’une source ponctuelle et de flux connu, plusieurs expériences ont été menées avec une source radioactive de ^{57}Co . Le ^{57}Co émet principalement deux raies à 122,06 et 136,47 keV avec des taux d’embranchement respectifs de 85,7 et 10,7%, sa demi-vie est de 271,8 jours. La première raie, la plus intense, peut être observée par la lentille en plaçant la source à une distance de 14 m (cf formule 2.115 page 59). Le principe de la mesure est schématisé par la figure 2.42. La

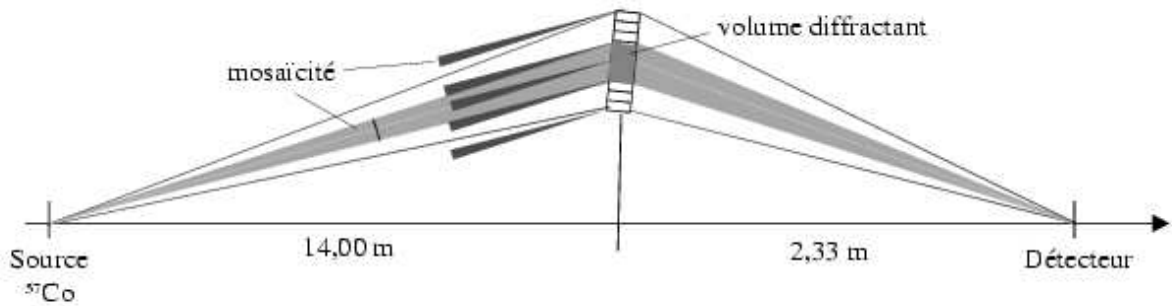


FIG. 2.42: Principe de la mesure à partir d’une source de ^{57}Co

source étant monochromatique et placée à distance finie, le volume “diffractant” des cristaux est proportionnel à leur mosaïcité (cf § 2.1.3.3 page 56). Pour cette raison, l’efficacité

calculée comme le rapport du flux diffracté au flux incident sur la lentille est faible : les différentes mesures effectuées s'accordent sur une valeur entre 3,1 et 3,3% (cf. table 2.25).

Date mesure	N° source	Flux émis à 122,06 keV [10 ⁶ ph/s]	Flux incident [ph/s]	Flux mesuré [ph/s]	Efficacité de détection [%]	Efficacité de diffraction [%]
21/05/2001	334	1,33	20,7	0,53	82	3,25 ±0,31
17/04/2003	342	2,88	46,0	1,19	83	3,26 ±0,07
17/04/2003	342	2,88	46,0	1,15	83	3,14 ±0,05
12/05/2003	342	2,70	43,2	1,07	83	3,11 ±0,07
Somme						3,17±0,02

TAB. 2.25: Mesures effectuées avec une source de ⁵⁷Co. L'erreur donnée pour l'efficacité de diffraction est l'écart-type statistique pour un flux de Poisson.

Afin d'estimer l'efficacité de diffraction dans une situation d'observation de la nébuleuse du crabe, il est nécessaire de "recaler" la mesure effectuée pour une source monochromatique à distance finie à 122 keV vers une mesure sur une source à l'infini, polychromatique autour de 170 keV.

Cette mise à l'échelle peut être effectuée à partir de simulations, initialisées avec les paramètres estimés au paragraphe précédent. Pour une source monochromatique à 122,06 keV, une distance de 14 m et un flux incident normalisé à 1 ph/cm², la simulation prévoit un flux diffracté de 18,59^{±0,02} ph (soit 13% supérieur au flux mesuré de 16,2^{±0,1} ph). À l'infini, la même simulation indique un flux intégré de 143,7^{±0,3} ph pour un flux continu, constant, normalisé à 1 ph/cm²/keV. En appliquant le même facteur d'échelle (143,7/18,59), l'estimation du flux diffracté à 170 keV est alors de 125,2^{±0,8} ph, soit une efficacité au pic (supposé de 3 keV FWHM) de 7,7%. Les barres d'erreur données précédemment ne tiennent compte que des effets statistiques et non des erreurs systématiques. Comme mentionné au paragraphe précédent, les mosaïcités ajustées sont assez incertaines. L'efficacité de diffraction pour une source monochromatique à distance finie étant plus sensible à la valeur de la mosaïcité (le volume diffractant est proportionnel à la mosaïcité) que l'efficacité pour un flux polychromatique provenant de l'infini (auquel cas l'intensité totale diffractée dépend plus faiblement de la mosaïcité), l'erreur sur le facteur d'échelle est difficile à estimer. Si on prend comme marge d'erreur la différence entre la simulation et la mesure pour la source de ⁵⁷Co, l'efficacité au pic à 170 keV et 3 keV FWHM pour une source polychromatique à l'infini peut être estimée à 7,7^{±1}%.

2.3.6 Mesures sur une ligne à grande distance

La lentille ayant été réglée en laboratoire avec une distance de la source de 14,16 m, il était important de pouvoir la tester au sol dans des conditions proches d'une source à l'infini. La relation reliant l'énergie diffractée par la lentille à la distance de la source est

donnée par la formule 2.115 page 59. Appliquée à la lentille γ , cette relation devient :

$$\frac{100 \text{ keV}}{E} \approx 0,5882 + 0,3251 \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \quad (2.140)$$

Cette formule correspond bien à une énergie à l'infini de 170 keV. Lorsque la distance de la source (D) est grande (typ. $D \gg 10 \text{ m}$), la formule approchée suivante peut être utilisée :

$$E_{\infty} - E \approx 94 \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \text{ keV} \quad (2.141)$$

Cette formule montre que pour approcher l'énergie diffractée à l'infini à moins de 10 keV, il faut une distance supérieure à environ 100 m. Étant donnée l'absorption de l'air et la puissance des générateurs X disponibles, une distance de 200 m a été retenue, ce qui signifie une énergie diffractée d'environ 165 keV. D'autre part, à cette distance, la taille angulaire des cristaux représente environ 10 arcsecondes, ce qui est faible comparé aux mosaïcités des cristaux.

Cette ligne de mesure a pu être mise en place sur un aérodrome à Ordis (Espagne) en mai 2003. Le schéma de cette expérience est donné en figure 2.43. Le générateur X est situé à 205 m de la lentille, son flux étant grossièrement collimaté par deux diaphragmes en plomb. Les caractéristiques du générateur sont donnés dans le tableau 2.26.

Caractéristique	Valeur
Type	iCM SITE-X D3006
Tension du tube	130 à 300 kV
Intensité du tube	1 à 6 mA
Anode	tungstène
Dimension du foyer	2,5x2,5 mm
Filtration inhérente	4 mm Alu

TAB. 2.26: Caractéristiques du générateur utilisé pour le test à grande distance

2.3.6.1 Méthode et précisions de pointage

Pour le pointage de la lentille, une lampe de 10 cm de diamètre environ a été placée devant le générateur donnant une taille angulaire (environ 100 arcsecondes) comparable à la source lumineuse utilisée pour le pointage en laboratoire (trou source de diamètre 6 mm placé à 14 m, soit environ 88 arcsecondes). L'erreur de parallaxe entre la position de la lampe et le centre de la source X, estimée à environ 5 mm soit 5 arcsecondes vue de la lentille, est tout à fait acceptable compte tenu des mosaïcités et de la taille angulaire des cristaux. Le pointage sur la source peut donc alors s'effectuer avec la même méthode qu'en laboratoire (rotation de la caméra CCD au centre de la lentille, cf. § 2.3.1.2 page 73). Néanmoins, les rafales de vent (les oscillations résultantes du container de la lentille ont produit des dépointages estimés à ± 20 arcsecondes) et les turbulences atmosphériques (sur 200 m d'air, proche du sol) ont donné un pointage moins précis (environ 1 pixel CCD, soit 12 arcsecondes) qu'en laboratoire (typ. 0,1 pixel).

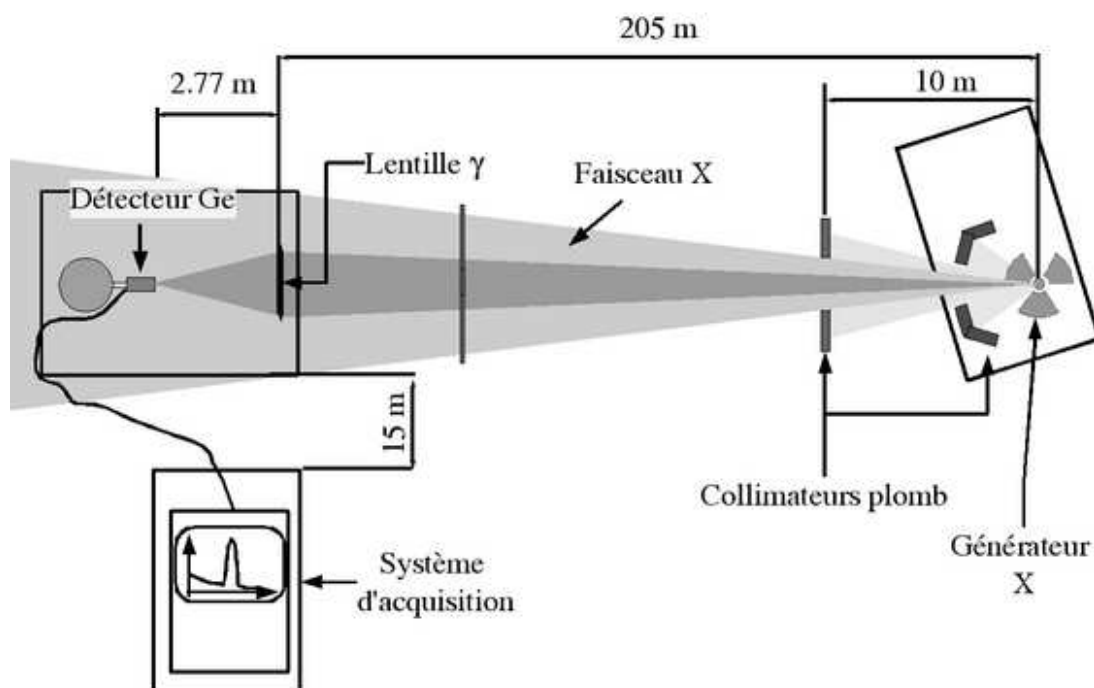


FIG. 2.43: Schéma de la ligne à grande distance

Plusieurs mesures ont été effectuées avec des pointages différents (voir § 2.3.6.4 page 104). L'alignement initial (pointage parfait) a été effectué avec la méthode décrite précédemment. Pour les dépointages successifs, en revanche, un théodolite réglé en auto-collimation sur miroir fixé sur le cadre lentille a été utilisé pour les dépointages relatifs par rapport à la position centrale. Cette méthode a l'avantage d'être rapide, précise (de l'ordre de 5 arcsecondes) et ne nécessite pas d'intervention au niveau du générateur X.

2.3.6.2 Estimation du flux incident

Les mesures ont été effectuées avec un générateur réglé à 250 kV et 1 mA. La tension choisie a permis d’avoir un spectre plat et suffisamment de flux à 170 keV. 1 mA représente le minimum d’intensité permis par le générateur mais le flux était suffisamment important pour permettre une détection du signal en quelques secondes.

Compte tenu de la forte comptonisation dans l’air et du volume du détecteur utilisé (détecteur CHAMPAGNE), le niveau de bruit de fond (et donc de temps mort) induit dans le détecteur était assez important : une intensité plus faible ou un absorbeur bien calibré auraient sans doute pu réduire ce problème. D’autre part, la lentille n’est efficace que pour les rayons issus directement de la source. La mesure du flux incident nécessite donc d’estimer les proportions du flux direct, du flux issu des diffusions Compton dans l’air et les matériaux environnants et du niveau de bruit de fond ambiant “naturel”. Pour estimer ces trois composantes, trois mesures ont été effectuées avec le détecteur diaphragmé à un diamètre de 25 mm au niveau de la lentille :

- Sans atténuateur sur la ligne, générateur en marche : mesure de la somme des trois composantes.
- Générateur éteint : mesure du bruit de fond “ambiant”
- Brique de plomb à 100 m du générateur, bloquant le flux direct : somme du bruit de fond ambiant et de la quasi-totalité de la contribution Compton.

Les deux premières mesures sont assez évidentes et ne nécessitent pas de commentaires supplémentaires. En revanche, la troisième requiert quelques explications :

Placée sur l’axe générateur-lentille (grâce à la caméra CCD) à 100 m de la lentille, la brique de plomb (10x10x5 cm) bloque entièrement le flux direct. D’autre part, la position à mi-chemin entre la source et la lentille minimise la taille angulaire de la brique vue de la lentille, comme de la source. Ainsi, cette disposition doit minimiser la proportion des photons subissant une interaction Compton, passant à l’emplacement de la brique et arrivant finalement sur le détecteur. Des simulations simples effectuées avec GEANT3 (merci Pierre!) prenant en compte uniquement l’air et le sol ne montrent pas de différence significative du nombre de photons “comptonisés” incidents sur le détecteur entre les configurations “sans” et “avec” brique (les photons “directs” sont évidemment tous arrêtés par la brique). Il est assez difficile d’avoir une idée plus précise des proportions respectives avec la simulation actuelle : étant donnés l’angle de divergence ($\approx \pm 5^\circ$), le faible angle solide du détecteur vu de la source et l’absorption de l’air sur 205 m, environ 1 photon sur 7 millions simulés passent par le détecteur après une interaction Compton (1 sur 4 millions pour le flux direct) ! En l’absence de simplification supplémentaire, ces chiffres impliquent des temps de calculs importants (plus d’une journée pour 50 photons Compton collectés).

La figure 2.44 page suivante représente les spectres de flux incident de la ligne à grande distance. Le spectre de “flux total” correspond à la mesure direct du générateur, sans atténuateur sur la ligne. Le spectre “Compton+BDF” fait référence à la mesure avec l’interposition de la brique de plomb à mi-distance. Enfin, le spectre de “flux direct” représente la différence des deux premiers (total - Compton) et donne le flux incident “direct” issu du générateur au niveau de la lentille. Un polynôme de second ordre a de plus été ajusté au spectre direct calculé dans la bande 110-250 keV (les coefficients ajustés sont reportés sur le graphique). Notons aussi que cette mesure du flux incident n’est pas

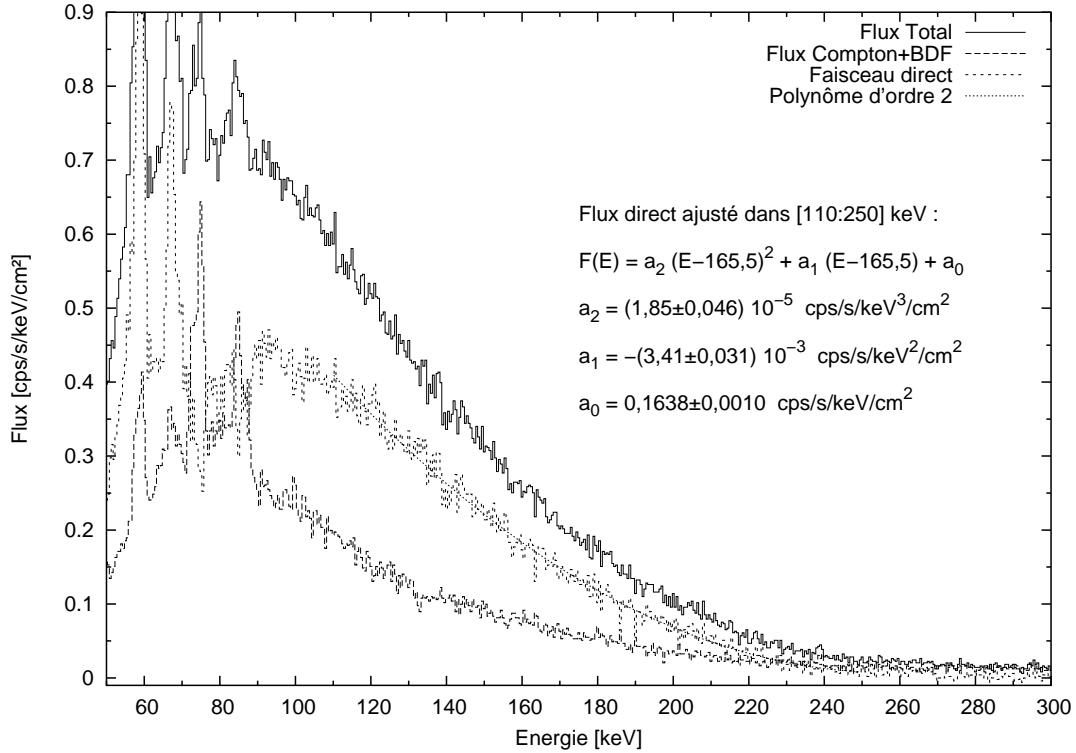


FIG. 2.44: Mesures du flux incident sur la ligne à grande distance

corrigée de l'efficacité du détecteur. Les mesures de diffraction étant effectuées avec le même système, cela ne fausse pas les résultats de détection.

2.3.6.3 Résultats pour un pointage parfait

Une fois la lentille pointée vers le générateur et la configuration de la ligne établie (ce qui prit un temps certain...), plusieurs mesures avec différents dépointages ont pu être effectuées, la plus attendue étant évidemment celle relative à un pointage (supposé) parfait sur la source...

La figure 2.45 représente la somme de deux acquisitions (temps d'exposition total de 1184 s) avec une lentille pointée vers le générateur (dépointage supposé nul). Le spectre résultant s'ajuste bien avec une lorentzienne avec une largeur à mi-hauteur de 4,1 keV. Afin de comparer aux résultats théoriques, trois simulations ont été effectuées pour 3 dépointages différents (0, 30 et 60 secondes d'arc) en prenant en compte la résolution du détecteur (environ 1,7 keV), le flux incident calculé au paragraphe précédent et le niveau de bruit de fond mesuré. Pour ces simulations, une distribution gaussienne de l'orientation des cristallites a été utilisée. Le tableau 2.27 donne les caractéristiques des paramètres ajustés pour les différents spectres mesurés et simulés. La forme lorentzienne de l'ajustement attribue un poids important aux données éloignées du centroïde (13% de l'intégrale est au-delà de $\pm 5\sigma$). Pour cette raison, l'intégration du spectre a été limitée à $\pm 5\sigma$ (c.à.d. environ 20 keV) afin de ne pas prendre en compte un flux ne faisant "raisonnablement" pas partie du pic de diffraction. Cet "empatement" du spectre (lorentzienne vs gaussienne)

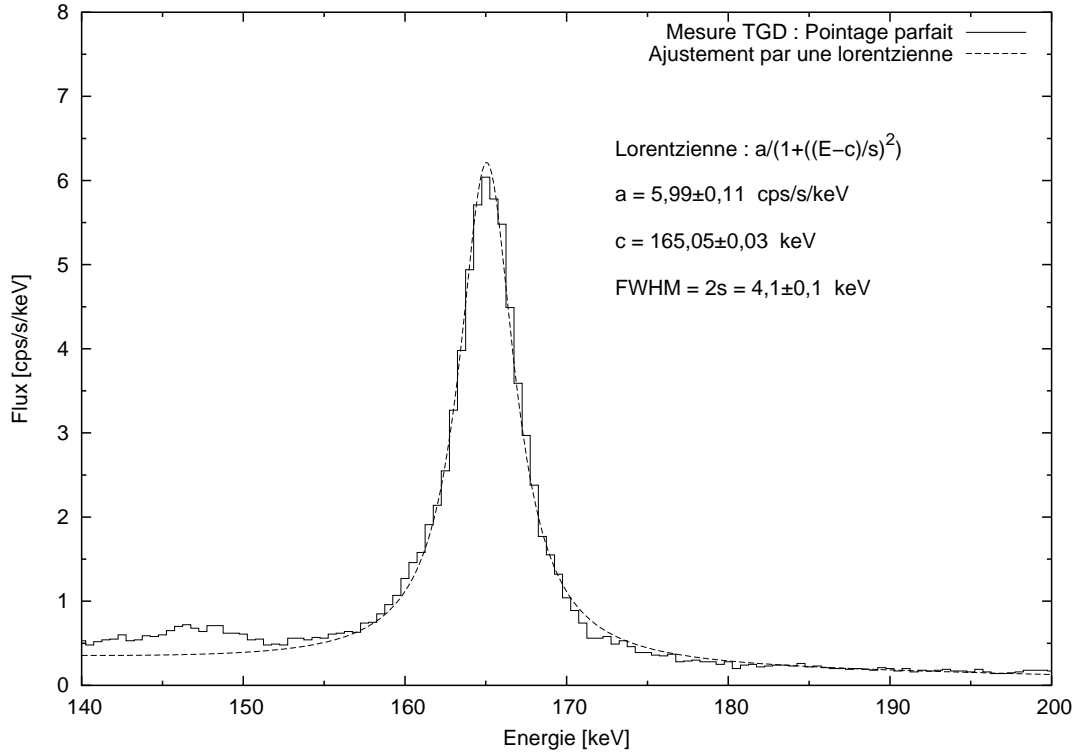


FIG. 2.45: Spectre pour un pointage parfait à grande distance

Paramètre	Mesure $\delta = 0''$	Simulation $\delta = 0''$	Simulation $\delta = 30''$	Simulation $\delta = 60''$
Fonction	Lorentzienne	Gaussienne	Gaussienne	Gaussienne
Amplitude [cps/s/keV]	$5,99 \pm 0,11$	$5,66 \pm 0,03$	$5,08 \pm 0,04$	$3,82 \pm 0,02$
Centroïde [keV]	$165,08 \pm 0,04$	$165,40 \pm 0,01$	$165,38 \pm 0,01$	$165,40 \pm 0,02$
FWHM [keV]	$4,1 \pm 0,1$	$3,62 \pm 0,02$	$4,05 \pm 0,03$	$5,47 \pm 0,04$
Intégrale [cps/s]	$31,7 \pm 0,5^1$	$22,6 \pm 0,3^2$	$22,7 \pm 0,3^2$	$22,6 \pm 0,3^2$
Efficacité pic [%]	$7,2 \pm 0,21$	$6,8 \pm 0,04$	$6,1 \pm 0,04$	$4,6 \pm 0,02$
Efficacité pic 3 keV [%]	$9,7 \pm 0,3$	$8,2 \pm 0,04$	$8,3 \pm 0,04$	$8,4 \pm 0,04$

¹Intégration dans une bande de 5 fois la largeur à mi-hauteur²Intégration numérique du spectre simulé

TAB. 2.27: Paramètres ajustés pour les spectres simulés et mesurés sur la ligne à grande distance

peut avoir plusieurs origines :

- La relaxation mécanique du montage des cristaux après leur réglage peut induire un élargissement supplémentaire. Les anneaux intérieurs étant plus sensibles à ce dérèglement que les anneaux extérieurs, cela se traduit par un élargissement non-gaussien du spectre.
- Le même effet peut être obtenu si les cristaux ont été réglés avec un mauvais pointage de la lentille sur le générateur, mais ce problème n'a jamais été mis en évidence par

ailleurs.

- La chaîne de mesure était peut-être plus bruitée qu'en laboratoire. Ce bruit pourrait être dû au temps mort relativement important ($\approx 2\%$) et/ou à la longueur (≈ 15 m) du câble coaxial reliant le détecteur au système d'acquisition.
- La distribution des cristallites n'est pas gaussienne mais lorentzienne (ou équivalente).

D'autre part, la largeur à mi-hauteur du pic (4,1 keV) est plus grande que la valeur simulée (3,6 keV). Cet élargissement peut être lié aux considérations précédentes (notamment le bruit sur la chaîne d'acquisition). En supposant un problème de pointage, l'erreur devrait être de l'ordre de 30 secondes d'arc d'après les simulations. Quoiqu'un peu élevée cette valeur reste compatible avec les incertitudes d'alignements dues aux rafales de vent, à la turbulence atmosphérique et à la précision de lecture du théodolite (voir l'introduction de cette section).

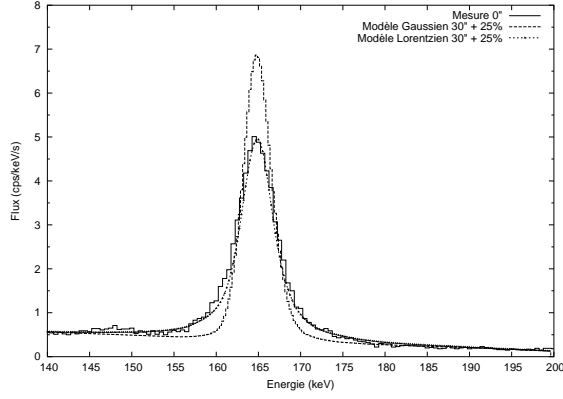
Les positions des centroïdes amènent deux remarques. Tout d'abord, la position "théorique" du centroïde (165,4 keV) est plus basse que la position déduite de la relation 2.140 page 99 (165,5 keV pour 205 m). Cet écart de 0,2 keV est principalement dû à la pente du spectre incident (décroissant) qui favorise les énergies plus basses. De plus, la position du pic mesuré (165,1 keV) est elle-même 0,3 keV plus basse que la position théorique. Cet écart ne peut pas être dû à une erreur sur la distance de la source pendant la mesure (elle devrait alors être plus proche de 20 m!). Il semble aussi peu probable qu'une erreur de distance de la source pendant le réglage puisse expliquer ce décalage (l'erreur serait de 2 cm, alors que la distance est estimée connue à mieux que 5 mm). L'hypothèse la plus vraisemblable est une variation de la calibration de la chaîne d'acquisition. La calibration elle-même donne des résidus inférieurs à 0,05 keV mais la dérive constatée entre deux calibrations (une par jour) est typiquement de 2 à 3 canaux d'échantillonnage, soit 0,25 à 0,38 keV, dans cette gamme d'énergie.

D'autre part, l'efficacité au pic normalisée pour une largeur de 3 keV (9,7%) est 18% supérieure aux simulations (8,2%). Cette différence est tout à fait compréhensible compte tenu des incertitudes sur la détermination des paramètres cristallins.

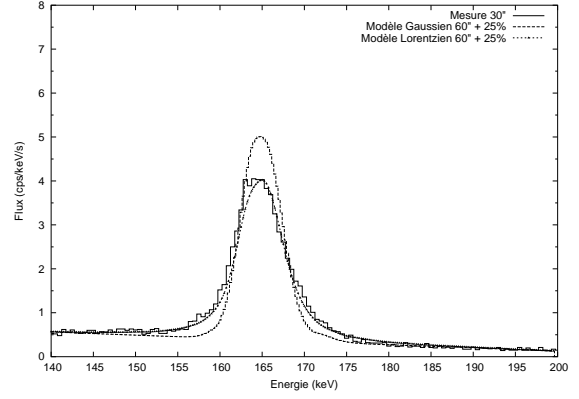
2.3.6.4 Résultats pour différents pointages

Afin de confirmer l'évolution théorique de la réponse hors-axe, une série de mesures a été effectuée avec des dépointages de 0, 30, 60, 90, 180 et -300 secondes d'arc par rotation autour de l'axe vertical (mouvement en azimuth).

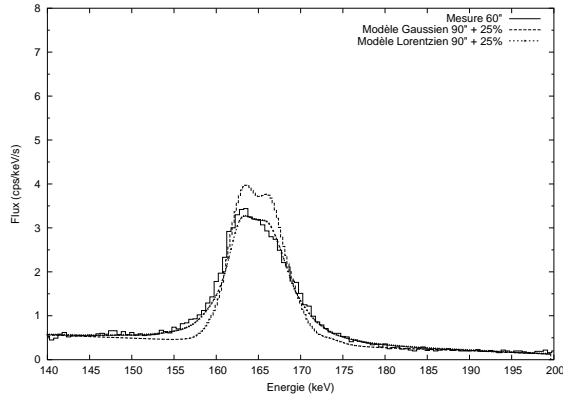
Les résultats de ces mesures sont représentés en figure 2.46 page suivante, avec un ajustement des simulations pour chaque cas. Les simulations ont été effectuées en supposant des distributions gaussienne et lorentzienne de l'orientation des cristallites. Étant donnée la forme des pics observés, une distribution lorentzienne s'ajuste mieux, ce qui n'est cependant pas suffisant pour privilégier cette explication (voir les explications sur ce sujet au paragraphe précédent). De même que pour les simulations précédentes, le flux mesuré du générateur et la résolution du détecteur ont été pris en compte et le niveau de bruit de fond est issu du spectre mesuré pour un dépointage nul. D'autre part, afin de conserver le flux total, les simulations ont subies un facteur d'échelle de 25% (probablement dû aux incertitudes de détermination des paramètres cristallins). Comme prévu,



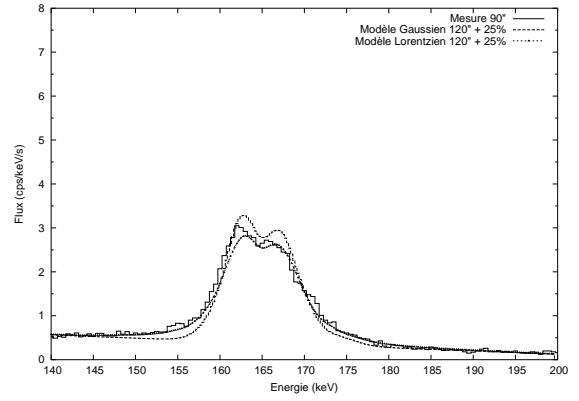
(a) Dépointage mesuré : 0 arcsecondes



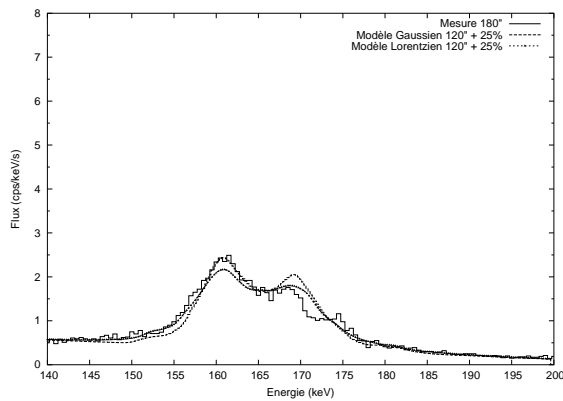
(b) Dépointage mesuré : 30 arcsecondes



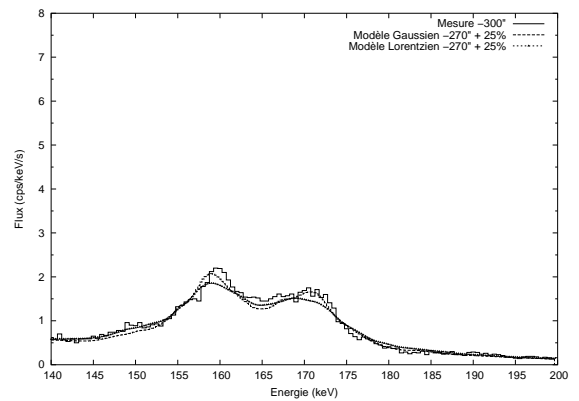
(c) Dépointage mesuré : 60 arcsecondes



(d) Dépointage mesuré : 90 arcsecondes



(e) Dépointage mesuré : 180 arcsecondes



(f) Dépointage mesuré : -300 arcsecondes

FIG. 2.46: Spectres mesurés et simulés (avec un offset de 30 secondes d'arc) pour différents pointages sur la ligne à grande distance

à fort dépointage, deux pics distincts apparaissent. Afin d'ajuster au mieux ces pics, un décalage d'environ $+30$ secondes d'arc est nécessaire (surtout déterminé par les mesures à $+90$, $+180$ et -300 secondes d'arc), ce qui semble confirmer l'erreur de pointage suspectée au paragraphe précédent (voir cette partie pour plus d'explication). Un décalage de -0.5 keV a de plus été appliqué pour centrer la simulation avec les observations (une dérive de la calibration est encore l'hypothèse privilégiée, voir paragraphe précédent).

Lorsque les dépointages sont faibles, l'élargissement du spectre constaté précédemment est toujours notable. Cet effet devient moins visible pour des dépointages supérieurs à 90 secondes d'arc, et les simulations reproduisent bien les formes spectrales observées.

Les mesures réalisées sur la ligne à grande distance sont très encourageantes et montrent qu'il est possible de tester la lentille au sol dans des conditions proches de l'observation d'une source à l'infini. Même si les flux simulés semblent sous-estimés, ces résultats montrent aussi la validité des simulations effectuées et la possibilité de les utiliser pour reproduire rapidement une configuration d'observation. Certains points devraient cependant être renforcés lors de nouvelles expériences au sol :

- Une meilleure connaissance/mesure du spectre incident du générateur est nécessaire pour une meilleure détermination des efficacités.
 - Une réduction du temps mort (intensité plus faible ou absorbeur calibré au niveau du générateur) et une surveillance des bruits de mesures lèveraient certains doutes.
 - La stabilisation et la surveillance du pointage de la lentille (diminution de la sensibilité aux rafales, suivi des oscillations, etc.) permettraient un pointage plus précis.
 - Des mesures effectuées pour un grand nombre de dépointages suivant les deux axes de rotation (azimut et élévation) permettraient de mieux contraindre la réponse hors axe (et les simulations) et de compléter la détermination du pointage sur la source.
-

Chapitre 3

Le projet CLAIRE

Nous venons de voir, dans les deux chapitres précédents, pour quelles raisons et comment une lentille γ a été réalisée et testée en laboratoire et au sol. Néanmoins, la démonstration la plus évidente de l'intérêt d'un tel instrument pour l'astrophysique des hautes énergies est d'observer (et détecter !) une source gamma bien connue du ciel. D'autre part, l'objectif à long terme est de développer une lentille γ sur satellite, ce qui implique des contraintes beaucoup plus importantes que les expérimentations au sol.

Le projet CLAIRE est né pour satisfaire ces deux objectifs : valider le concept de lentille γ par l'observation d'une source astrophysique et faire le premier pas vers la spatialisation de cet instrument. Compte tenu de l'absorption atmosphérique dans le domaine gamma, l'observation au sol d'une source astrophysique n'est pas envisageable. Comme d'autre part les contraintes (et le coût) d'un projet spatial ne conviennent pas à une expérimentation de recherche-développement, le test de la lentille γ a été effectué sous ballon stratosphérique.

Deux vols ont été conduits par la division ballon du CNES, le 15 juin 2000 et le 14 juin 2001. Les lancements ont été effectués depuis la base de Gap-Tallard (Hautes-Alpes). Après un vol est-ouest d'environ 500 km, l'atterrissage s'est déroulé dans la région Aquitaine. Le premier vol avait des objectifs essentiellement technologiques : intégration et performances des différents sous-systèmes (pointage et scientifique), télémesures, etc. Les enseignements de ce vol préliminaire ont permis d'améliorer les équipements et de préparer le vol "scientifique" (c.à.d le test de la lentille γ sur un objectif astrophysique). Ce dernier vol (couronné de succès, voir le chapitre 4 page 147 et plus particulièrement le § 4.3.3.3 page 199) sert de base aux informations contenues dans ce chapitre. Ponctuellement, les différences notables entre les configurations des deux vols sont mentionnées.

Les paragraphes suivant décrivent donc les exigences, la réalisation, ainsi qu'une brève description et analyse du vol 2000.

3.1 Description générale

Dans ce chapitre de description générale du projet CLAIRE, nous allons décrire les exigences requises pour l'observation d'une source astrophysique sous ballon stratosphérique, puis les caractéristiques de la source choisie ainsi que les spécificités d'un vol stratosphérique.

3.1.1 Choix de la source

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il était possible de tester la lentille au sol avec une source à grande distance (voir § 2.3.6 page 98). Néanmoins, un tel test n'est pas aussi représentatif qu'une observation sur une source astrophysique pour (au moins) les raisons suivantes :

- Même à une distance de 200 m, la source ne peut pas être considérée comme à l'infini. Par exemple, un écart inférieur à 1 keV sur l'énergie de diffraction (par rapport au cas infini) nécessiterait une distance de la source de l'ordre du kilomètre.
- Le flux incident au sol (générateur X) est beaucoup plus important (détection en quelques secondes) que le flux d'une source astrophysique (détection en plusieurs heures au mieux).
- Le niveau et l'origine du bruit de fond dans les détecteurs n'est pas représentatif des conditions spatiales. L'activation par les rayons cosmiques domine à haute altitude tandis que le bruit de fond au sol est principalement dû à la radioactivité naturelle et l'environnement (terre, air, etc.)

Une observation astrophysique est évidemment plus représentative mais comporte cependant d'autres contraintes (liées aux raisons évoquées précédemment). Tout d'abord, étant donné le faible flux incident et le fort bruit de fond dans les détecteurs, le temps d'observation est nécessairement long (plusieurs heures pour les sources les plus puissantes). Dans le cas d'un vol stratosphérique, la précision de pointage et l'absorption atmosphérique apportent des contraintes supplémentaires. Le coût est aussi beaucoup plus important et la flexibilité d'observation (réponse hors-axe par exemple) réduite.

Une autre contrainte inhérente aux vols ballon est la courte longueur focale disponible (au plus quelques mètres) imposée par les résistances structurelles, la précision de pointage et le poids maximum de la nacelle (500 kg pour un vol en France). Ceci implique une énergie diffractée relativement basse (moins de 200 keV) et une surface efficace (liée au rayon et à l'ordre des plans cristallins) relativement faible. L'énergie diffractée doit aussi être suffisamment éloignée des raies de bruit de fond afin de faciliter la détection. Ces contraintes justifient le dimensionnement de la lentille tel que décrit dans le § 2.2.1.2 page 59 (énergie diffractée de 170 keV pour une distance focale de 2,77 m).

De plus, l'objectif de l'observation étant de tester la lentille γ (notamment son efficacité), la source choisie doit être bien connue (spectre et flux), stable, compacte et, étant donné la faible surface efficace, forte. Dès lors, la nébuleuse du Crabe apparaît comme une source de choix pour plusieurs raisons :

- Elle constitue la source la plus forte du ciel gamma. A ce titre, elle a été l'objet d'études approfondies et est considérée comme une "chandelle standard" en astronomie des hautes énergies.
- Le spectre émis est essentiellement un continu présentant un flux important et stable à 170 keV.
- Son étendue spatiale est faible.
- Elle permet un pointage précis par rapport au Soleil.

Caractéristiques de la Nébuleuse du Crabe

La nébuleuse du Crabe est probablement l'astre le plus étudié en dehors des corps du système solaire. La nébuleuse du Crabe est le reste d'une supernova, supposée de type II, qui fut observée par les Chinois et probablement par les indiens d'Amérique le 4 juillet 1054 dans la constellation du Taureau. Son éclat resta alors visible dans la journée pendant 23 jours. Redécouverte le 28 Août 1758 par Charles Messier, qui la prit d'abord pour une comète, elle constitue le premier objet (M1) de son fameux "Catalogue des Nébuleuses et Amas d'Étoiles". Le Crabe comporte en fait deux composantes, la nébuleuse proprement dite et le pulsar central.

La nébuleuse est constituée de la matière éjectée lors de l'explosion initiale. Elle occupe aujourd'hui un volume d'environ 10 années-lumière de diamètre en expansion à la vitesse de 1800 km/s. Ces informations générales (et bien d'autres) peuvent être trouvées dans Mitton [1978] et l'excellent site Internet sur le catalogue de Messier [SEDS, 2002]. Le pulsar est le fruit de l'effondrement gravitationnel du progéniteur de la supernova. Il est constitué d'une étoile à neutrons en rotation rapide pourvue d'un très fort champ magnétique. Ayant été observé depuis déjà longtemps, le Crabe est aussi référencé sous plusieurs nom : NGC1952, M1, Taurus X-1, Taurus A, 3C144, PSRB0531+21 ou PSRJ0534+2200.

Observée dans tout le spectre électromagnétique (des ondes radios aux photons gamma de l'ordre du TeV), l'émission continue du Crabe est interprétée comme la superposition d'un rayonnement synchrotron émis par les électrons spiralant dans le champ magnétique de la nébuleuse, et de l'émission due au pulsar lui-même, modulée par la rotation de l'astre. Kennel et Coroniti [1984a,b] fournissent une discussion détaillée et un modèle MHD de l'émission synchrotron de la nébuleuse du Crabe. Un historique général des études concernant les observations de la nébuleuse du Crabe à haute énergie (au-dessus de 1 keV) peut être trouvé dans Peterson [1998]. Les caractéristiques observationnelles du tableau 3.1 sont tirées de Taylor *et al.* [1993] et concernent le pulsar central (pris comme centre de l'émission γ). La taille angulaire de la nébuleuse du Crabe en optique et radio est

Caractéristique	Valeur
Ascension droite	$05^{\text{h}}34^{\text{min}}31^{\text{s}},973 \pm 5^{\text{ms}}$
Déclinaison	$22^{\circ}00'52'',06 \pm 60^{\text{mas}}$
P	$33,4033474094 \pm 2.10^{-10} \text{ ms}$
\dot{P}	$420,9599.10^{-15} \pm 2.10^{-19} \text{ s/s}$
MJD _P	48743,0
$\mu_{A.D}$	$-12 \pm 3 \text{ mas/an}$
μ_{Dec}	$-5 \pm 4 \text{ mas/an}$
MJD _{μ}	40675,0
Distance	$2 \pm 0,5 \text{ kpc}$

TAB. 3.1: Caractéristiques observationnelles du pulsar du Crabe. Les coordonnées équatoriales sont données à la date de référence J2000.0. La période de rotation et sa dérivée sont données pour l'époque MJD_P. Le mouvement propre se rapporte à la date MJD _{μ} . Données issues de Taylor *et al.* [1993].

de $4' \times 7'$ mais semble se restreindre à environ 20-30 secondes d'arc de diamètre au-dessus

de 100 keV [Pelling *et al.*, 1987].

Le catalogue dressé par Macomb et Gehrels [1999] regroupe les différentes observations et caractéristiques spectrales de 309 sources ponctuelles (dont le Crabe) en astronomie gamma. Le Crabe a ainsi été étudié de façon intensive dans tout le domaine des hautes énergies, de 1 keV jusqu'au delà du TeV. Les spectres de la nébuleuse et du pulsar sont généralement paramétrisés par une loi de puissance en fonction de l'énergie. À partir des observations effectuées avec l'expérience ballon GRIS, Bartlett [1994] propose deux paramétrisations du spectre entre 20 keV et 1 MeV : une loi de puissance simple (total, nébuleuse et pulsar) et un raccordement de deux lois de puissance (total et nébuleuse), permettant de prendre en compte un amollissement du spectre au-dessus de 100 keV. Les paramètres ajustés dans ces deux cas sont donnés dans les tables 3.2 (loi de puissance simple) et 3.3 (raccordement de deux lois de puissance). Les flux sont exprimés en photons/s/cm²/keV avec une normalisation à 100 keV. Ainsi, le flux s'exprime par :

$$Flux = F_{100} \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^{-\alpha} \text{ photons/s/cm}^2/\text{keV} \quad (3.1)$$

dans le cas d'un loi de puissance simple et par :

$$Flux = \begin{cases} F_{100} \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^{-\alpha_1} & \text{si } E < E_c, \\ C \left(\frac{E}{E_c} \right)^{-\alpha_2} & \text{si } E > E_c. \end{cases} \text{ photons/s/cm}^2/\text{keV}, \quad (3.2)$$

$$C = F_{100} \left(\frac{E_c}{100 \text{ keV}} \right)^{-\alpha_1} \text{ valeur requise pour assurer la continuité du spectre}$$

dans le cas d'un raccordement de deux lois de puissance.

Source	F_{100} 10 ⁻⁵ ph/s/cm ² /keV	α	F_{170} 10 ⁻⁵ ph/s/cm ² /keV
Pulsar	7,51 ± 0,32	2,05 ± 0,05	2,53 ± 0,19
Nébuleuse	38,1 ± 0,5	2,14 ± 0,01	12,2 ± 0,3
Total	46,0 ± 0,4	2,12 ± 0,01	14,9 ± 0,2

TAB. 3.2: Paramètres ajustés en loi de puissance simple pour le flux incident du Crabe.

Source	F_{100} 10 ⁻⁵ ph/s/cm ² /keV	α_1	E_c keV	α_2	F_{170} 10 ⁻⁵ ph/s/cm ² /keV
Nébuleuse	41,3 ± 2,1	2,06 ± 0,05	61 ± 14	2,22 ± 0,04	11,8 ± 0,3*
Total	51,6 ± 1,5	2,00 ± 0,03	60 ± 7	2,22 ± 0,03	14,2 ± 0,2*

* Les paramètres de cet ajustement étant fortement liés, l'erreur sur le flux à 170 keV est reprise du tableau 3.2.

TAB. 3.3: Paramètres ajustés avec deux lois de puissance pour le flux incident du Crabe.

3.1.2 Les vols stratosphériques

Le principal intérêt des vols stratosphériques dans le domaine des rayonnements γ est de pouvoir observer des sources astrophysiques sans subir l'absorption atmosphérique. Afin de réduire cette absorption au maximum, il est nécessaire d'avoir une ligne de visée traversant l'épaisseur minimale d'air, ce qui signifie une altitude de la nacelle et une élévation de pointage élevées.

L'élévation maximale du Crabe est donnée en fonction de la longitude d'observation par :

$$El_{max} = 90^\circ - \begin{cases} \Phi - \delta_{Crabe} & \text{si } \Phi > \delta_{Crabe} \text{ (Crabe au plein sud),} \\ \delta_{Crabe} - \Phi & \text{si } \delta_{Crabe} > \Phi \text{ (Crabe au plein nord).} \end{cases}, \quad (3.3)$$

où Φ est la latitude du lieu d'observation.

D'après cette relation, l'idéal serait d'observer à partir d'un lieu de latitude $\Phi = \delta_{Crabe} \approx 22^\circ$. Néanmoins, le ballon stratosphérique occulte un angle d'environ $\pm 20^\circ$ au zénith. Parmi les bases de lancement utilisées couramment par la division ballon du Centre National d'Études Spatiales (CNES), le site de Gap-Tallard (Hautes-Alpes) était le seul à offrir la durée de vol nécessaire (typ. 6 h de plafond). De plus, les vents dominants permettent un lancement en juin (voir ci-dessous) avec une récupération sur la côte atlantique (quand tout va bien...). Étant donnée la latitude de ce site de lancement ($\Phi = 44^\circ 27'$), l'élévation maximale du Crabe est de $El_{max} = 67^\circ 33'$.

La figure 3.1 page suivante donne les positions relatives du Soleil et du Crabe autour du 15 juin 2001, en supposant une latitude de $44^\circ 36'$ Nord et une longitude de $3^\circ 00'$ Est (moyennes du second vol). L'élongation minimale de $1,3^\circ$ permet d'utiliser le Soleil comme astre guide pour le pointage. Ce graphique permet aussi de définir la fenêtre de lancement en fonction des possibilités de pointage par rapport au Soleil (± 2 jours au premier vol et ± 7 jours au second).

La figure 3.2 page 113 donne la transmission atmosphérique en %, en fonction de l'élévation de pointage (entre 0 et 90 degrés) et pour différentes altitudes (de 30 à 40 km). Les densités atmosphériques utilisées sont adaptées du programme `j77sri.for` [Huestis, 1999], lui-même utilisant un modèle standard d'atmosphère [U.S. Standard Atmosphere, 1976]. D'après ces courbes, la transmission atmosphérique n'est suffisante (supérieure à 50 %) que pour des altitudes de l'ordre de 40 km. De plus, pour des altitudes élevées, la transparence de l'atmosphère reste acceptable pour une plage d'élévation plus grande (au-dessus de 30°).

D'autre part, en considérant l'air et le gaz de gonflage du ballon comme parfaits et en équilibre thermique, l'équilibre hydrostatique entre la poussée d'Archimède et la masse du ballon se traduit par :

$$\begin{aligned} f_{asc} V_{ballon} &= \sigma S_{ballon} + M_{NSO+CDV} + M_{CU} \quad \text{équation d'équilibre hydrostatique} \\ f_{asc} &= \left(\frac{\mu_{Air} - \mu_{Gaz}}{k_B} \right) \left(\frac{P_{Air}(z)}{T_{Air}(z)} \right) \text{ kg/m}^3 \quad \text{force volumique d'ascension} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Dans cette équation, les différents termes représentent :

- μ_{Air} , μ_{Gaz} : masses atomiques respectives de l'air et du gaz de remplissage.
- k_B : constante de Boltzman ($\approx 1,380710^{-23}$ J/K).

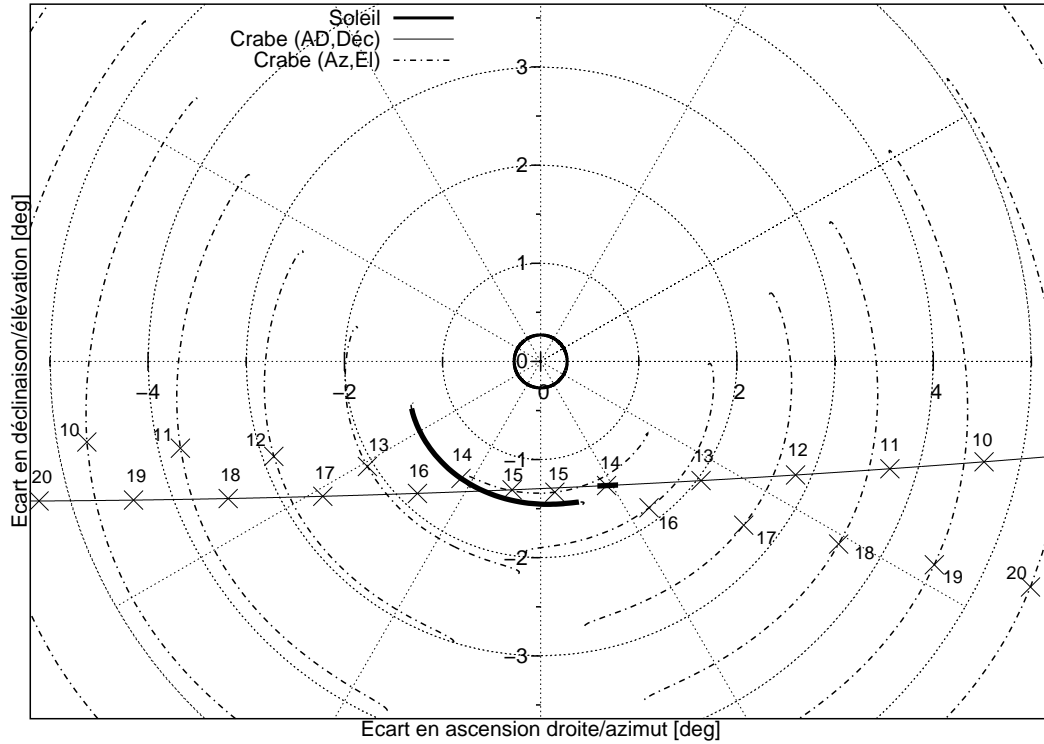


FIG. 3.1: Positions relatives du Crabe et du Soleil autour du 15 Juin 2001. Le cercle centrale représente la taille angulaire du Soleil. Les axes représentent la différence locale en coordonnées équatoriales et azimutales. Pour plus de clarté, seuls les points d'élévation supérieure à 30° ont été représentés en coordonnées azimutales. Ces calculs (approchés) ont été effectués pour une latitude de $44^\circ 36'$ Nord et une longitude de $3^\circ 00'$ Est entre le 9 et 20 Juin 2001 à 0h TU (les croix correspondent aux positions du Crabe pour chaque jour à 12^h TU). Les parties en gras correspondent à la journée du 14 Juin entre 9^h et $14^h 20^{min}$ TU.

- P_{Air} , T_{Air} : pression et température de l'air (supposé en équilibre thermique avec le ballon) à l'altitude z . Ces valeurs sont empiriques ou données par un modèle atmosphérique.
- V_{ballon} , S_{ballon} : volume et surface du ballon.
- σ : densité surfacique du ballon ($\approx 0,019 \text{ kg/m}^2$ pour du polyéthylène d'épaisseur $20 \mu\text{m}$).
- $M_{NSO+CDV}$: masses "fixes" hors charge utile (chaîne de vol, lest, servitudes nacelle, etc.), $M_{NSO+CDV} \approx 250 \text{ kg}$.
- M_{CU} : masse de la charge utile scientifique.

Dans notre cas, les ballons stratosphériques sont de forme globalement sphérique au plafond, gonflés à l'hélium (l'hydrogène étant considéré comme trop dangereux). Dès lors, en se basant sur le modèle atmosphérique U.S. Standard Atmosphere [1976], le volume du ballon, les masses d'hélium et du ballon peuvent être tracés en fonction de l'altitude (voir figure 3.3 page 114 pour une charge utile de 500 kg). Ce graphique montre qu'au-dessus de 40 km d'altitude, la taille (et donc le coût) nécessaire du ballon devient exponentielle.

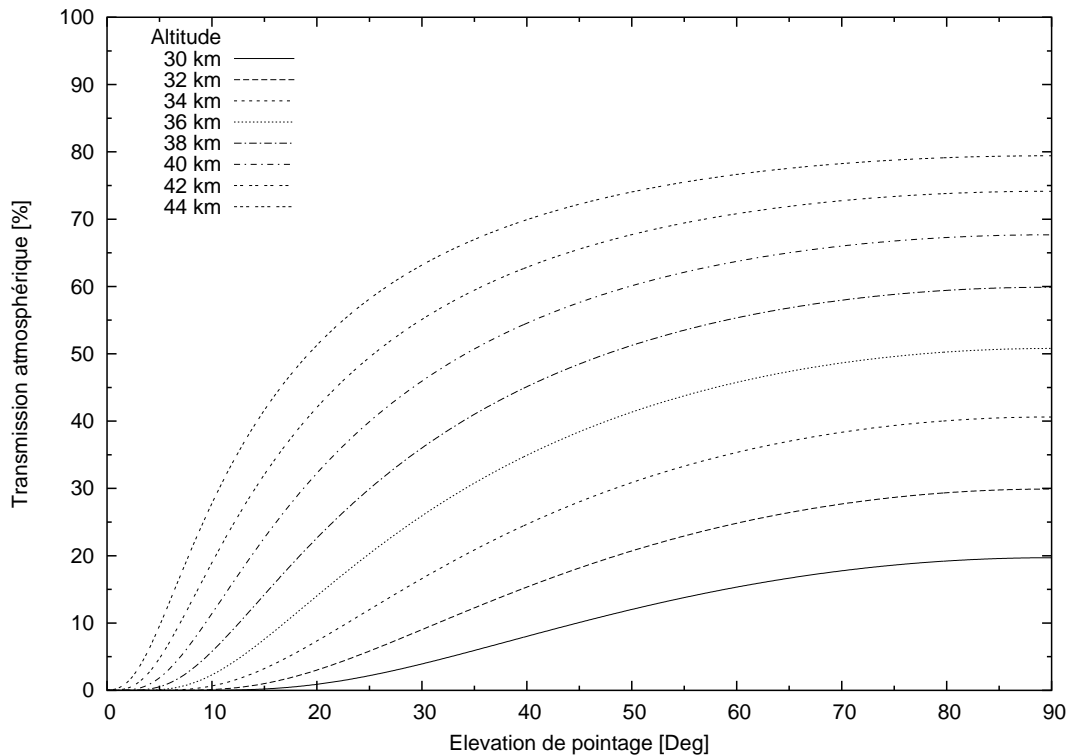


FIG. 3.2: Transmission atmosphérique en fonction de l'élévation de pointage et de l'altitude d'observation.

Ajoutons que le refroidissement de l'enveloppe dû à la détente du gaz pendant l'ascension limite le taux de montée (la température doit rester supérieure à -90°C) et donc le rapport entre la force ascensionnelle et le poids de la charge utile. Au final, avec des ballons de 400 000 à 600 000 m³ d'hélium, une charge utile de 500 kg (masse maximale pour un vol en France) peut atteindre 40 à 43 km d'altitude.

Le lieu d'observation ($\Phi \approx 44^{\circ}30'N$, $\lambda \approx 3^{\circ}00'E$) et l'altitude ($z \approx 40$ km) étant déterminés, l'élévation de pointage et l'absorption atmosphérique pendant le vol peuvent être calculées (voir fig. 3.4 page 115).

3.1.3 Déroulement général d'un vol stratosphérique

Les ballons permettent d'effectuer des expériences dans une grande variété de disciplines scientifiques (aéronomie, astronomie, astrophysique, géologie, biologie, ...). Subissant moins de contraintes mécaniques et thermiques que dans une mission satellite, les expériences embarquées sont soumises à des règles de conception moins sévères. D'autre part, le prix des ballons et leur facile mise en œuvre permettent le développement d'expériences relativement économiques. La récupération des instruments embarqués facilite leurs qualification et développement dans des délais courts.

Les seuls ballons autorisant un transport de charges lourdes (quelques kilos à trois tonnes) à des altitudes importantes (jusqu'à 45 km) sont les ballons stratosphériques ouverts (BSO). Un ballon stratosphérique ouvert est constitué d'une enveloppe de po-

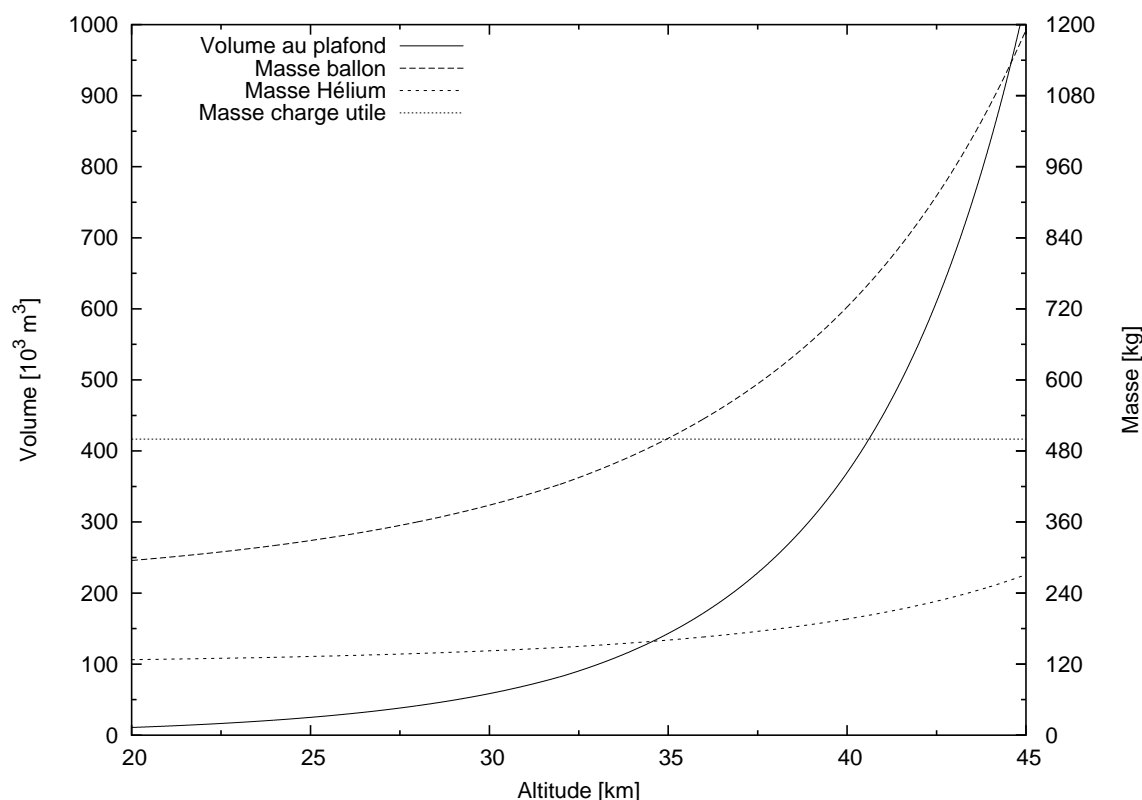


FIG. 3.3: Volume et masses d'un ballon stratosphérique en fonction de l'altitude de plafond. Échelle de gauche : volume en milliers de m^3 . Échelle de droite : masses en kg.

lyéthylène de 15 à 25 μm d'épaisseur remplie d'un gaz plus léger que l'air (hélium ou hydrogène). L'enveloppe est ouverte sur l'extérieur, par des manches d'évacuation placées au bas du ballon. Par ces ouvertures, le gaz ayant permis l'ascension s'évacue dès que le ballon a atteint son volume maximal. Le ballon, alors en équilibre barométrique, plafonne à altitude quasiment constante pendant le jour. Les volumes de ballons disponibles varient de 3 000 à 1 200 000 m^3 . La figure 3.5 page 116 schématise la configuration d'un BSO avec la chaîne de vol et la charge utile (nacelle).

La masse des nacelles excède rarement 500 kg en France métropolitaine. Les vols impliquant des charges plus lourdes sont effectués à partir de sites à l'étranger. Les vents stratosphériques soufflent d'est en ouest en été avec une vitesse d'environ 100 km/h (cas des vols CLAIRE), et d'ouest en est avec des vitesses jusqu'à 250 km/h en hiver, quel que soit l'hémisphère. En raison du régime de ces vents stratosphériques, il existe deux types de profils de vols :

- les vols à défilement quand les vents sont bien établis. Le ballon s'éloigne continuellement de la base de lancement, pour de longues durées et distances. C'est la situation des vols CLAIRE.
- les vols locaux en période d'inversion des vents ("turnaround", au printemps et en automne). Le ballon peut tourner autour du site de lancement.

La figure 3.6 page 117 schématise le déroulement d'un vol ballon, du lancement, jusqu'à la récupération.

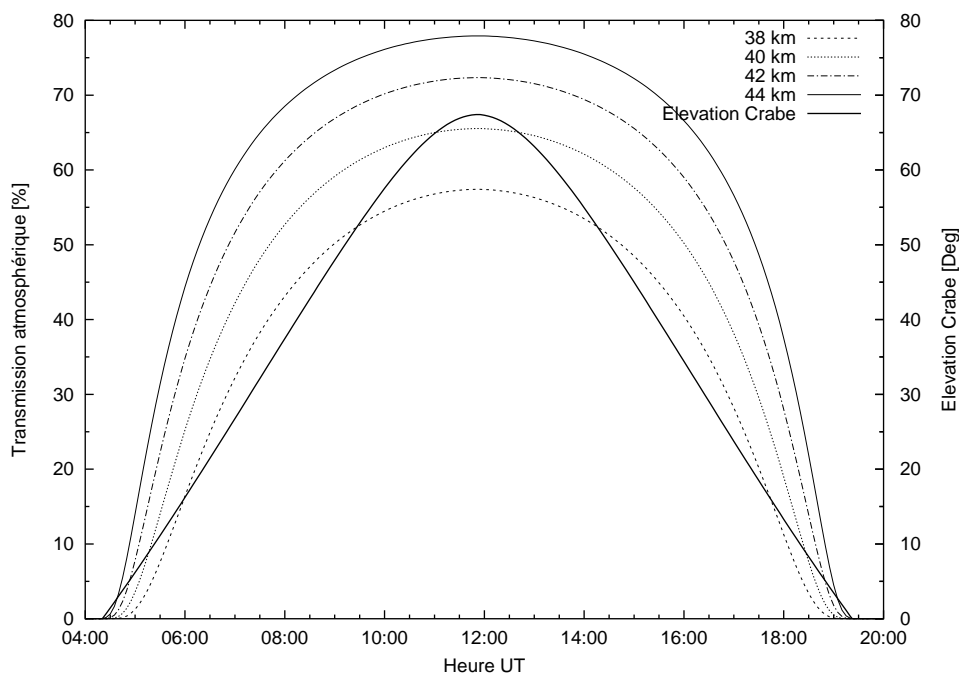


FIG. 3.4: Évolution de la transmission atmosphérique (échelle de gauche) et de l'élévation (droite) de pointage pour un suivi du Crabe le 14 juin 2001 (latitude $44^{\circ}36'$ N, longitude $3^{\circ}00'$ E).

D'autres informations générales sur les vols stratosphériques peuvent être trouvées sur les sites internet de la division ballon de CNES [CNES/BA, 1999] et de description des activités spatiales [CNES/SPA, 1999]. Un descriptif de quelques expériences ballons ainsi qu'une prospective scientifique et technique peut être trouvée dans le compte rendu d'un séminaire ballon organisé par le CNES en mai 1997 [Orléans 97]. Des informations plus récentes et plus détaillées sur les vols effectués par le CNES sont disponibles sur le serveur de la division nacelles pointées [CNES/BA/NA, 2003].

3.2 Description de la Nacelle

Grossièrement, le cahier des charges “scientifique” pour la conception de la nacelle CLAIRE regroupe les principaux points suivants :

- Longueur de 2,77 m entre la lentille et le détecteur.
- Précision de pointage absolu inférieure à 30 secondes d'arc.
- Position du point focal au centre du détecteur à $\pm 0,7$ cm.
- Nacelle de masse totale maximale de 500 kg.

3.2.1 La structure

Généralement, les nacelles ballons sont constituées d'une structure tubulaire (aluminium et acier) supportant le télescope et le système de pointage. Compte tenu des masses “fixes” des différents éléments (lentille, détecteur, électronique de traitement, modules de

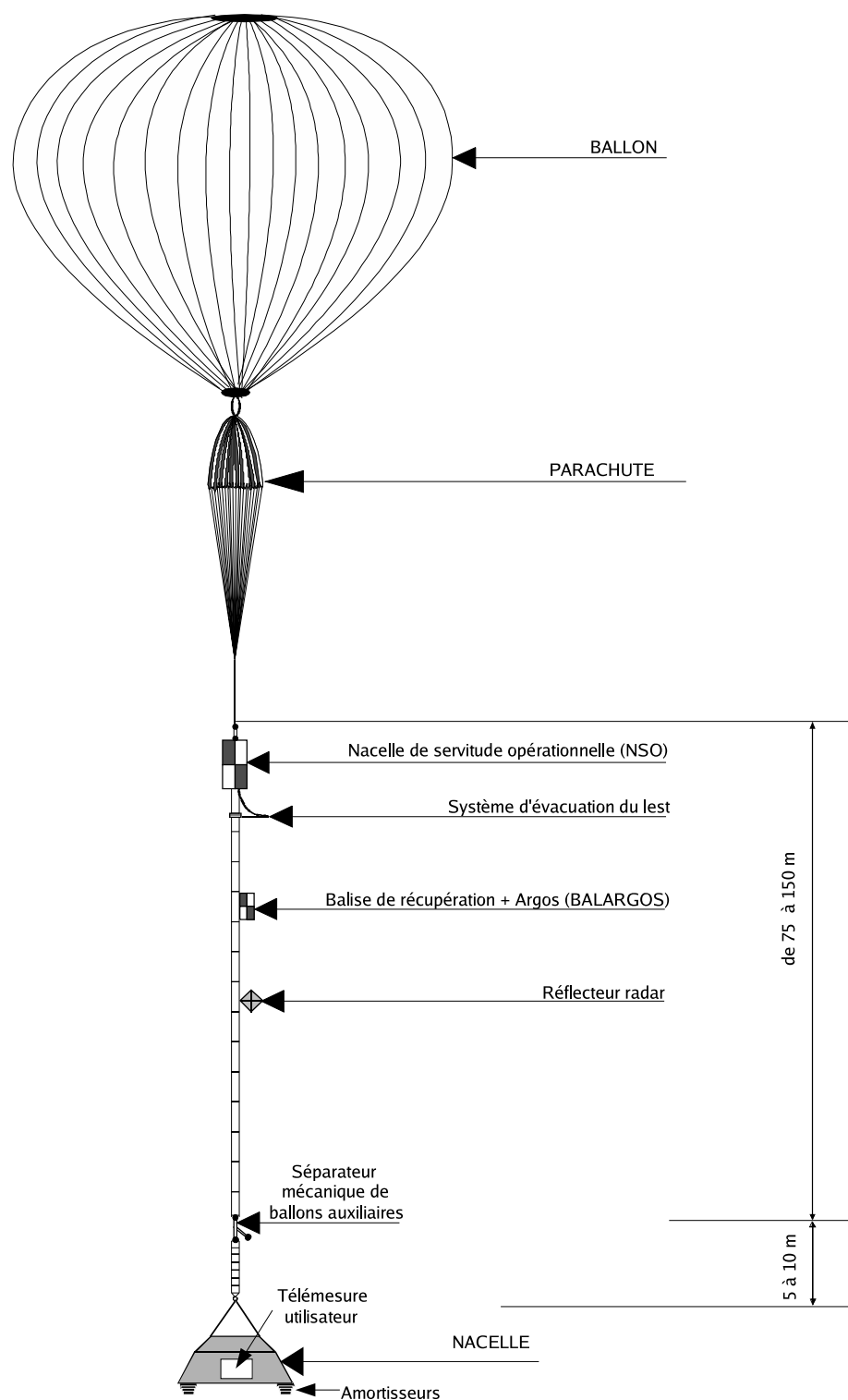


FIG. 3.5: Schéma d'un ballon stratosphérique ouvert avec la chaîne de vol et la nacelle. Les ballons auxiliaires sont utilisés lors de la phase de décollage.

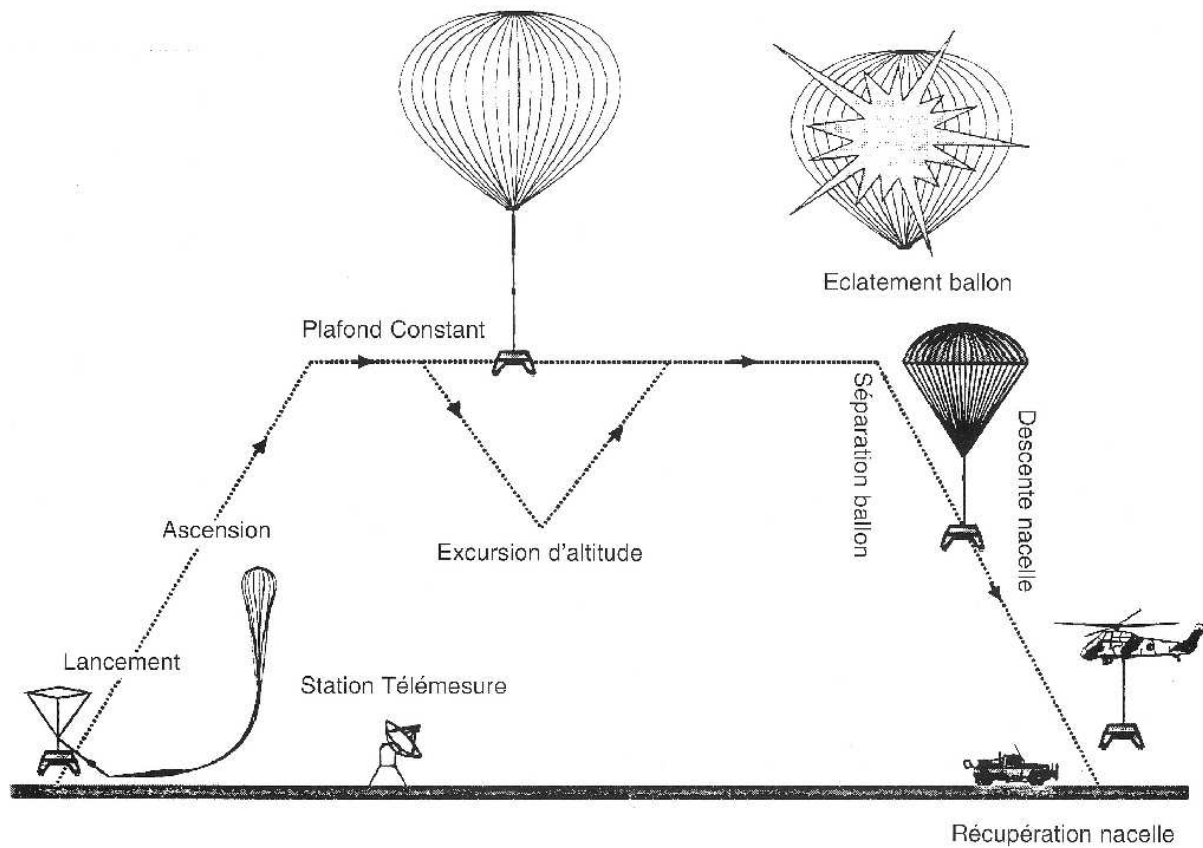


FIG. 3.6: Profil d'un vol de ballon stratosphérique ouvert (d'après Justaut [1997, p. 113]).

pointages, ...) et de la masse maximum admissible, une telle structure "classique" n'était pas envisageable pour obtenir un poids final inférieur à 500 kg. D'autre part, pour des raisons de sécurité liées aux conditions de vol, la nacelle doit pouvoir résister à une accélération de 10 g verticalement et 5 g à 45° d'inclinaison afin de prendre en compte le choc à l'ouverture du ballon. Une autre contrainte, liée à l'asservissement de pointage, requerrait que la plus basse des fréquences propres d'oscillation soit supérieure à 10 Hz. La solution retenue et conçue par l'Université de Birmingham (Royaume-Uni) sous la direction de G. Skinner est une structure originale en fibres de carbone représentée en figures 3.7(a) et 3.7(c) page 119. La structure se compose de quatre ensembles reliés par des barres :

- la "pyramide" (ou "pentagone" pour le premier vol...) : cette partie assure l'interface entre la charge utile et le pivot d'azimut. Elle contient aussi quelques éléments d'asservissement (gyroscopes, amortisseurs à billes, capteurs divers, ...). Sa rotation verticale (azimut) est asservie par un moteur couple.
- la plate-forme supérieure ou plate-forme 3 : partie haute du télescope proprement dit, elle supporte le système de pointage fin (solaire) et la lentille.
- la plate-forme intermédiaire ou plate-forme 2 : elle assure la liaison pivot (d'axe horizontal) entre le télescope et la "pyramide". Un vérin électrique permet d'asservir ainsi le télescope en élévation. Pour minimiser les contraintes, le centre de masse du télescope doit être situé à proximité de cet axe de rotation (au besoin par le placement des batteries et boîtiers de téléméasures).

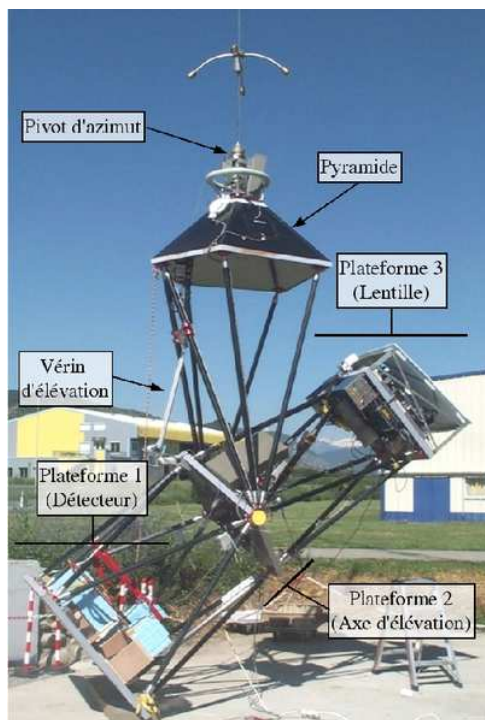
– la plate-forme inférieure ou plate-forme 1 : cette plaque supporte tout le système de détection (détecteur, blindage, électronique de traitement, ...) et quelques batteries. Contrairement aux réalisations habituelles, il n’y a pas ici de nacelle porteuse, l’ensemble de la structure participant au pointage (voir le schéma cinématique 3.7(b) page suivante). Le poids total de cette réalisation n’atteint que 90 kg pour le premier vol, 60 kg pour le second après modification de l’interface entre le télescope et le pivot d’azimut (le “pentagone” s’étant transformé en “pyramide”). Malgré sa légèreté, cet ensemble satisfait aux contraintes d’accélération verticale et transverse, la première fréquence de résonance étant trouvée à 9,25 Hz [Ball, 2001].

3.2.2 Le système de pointage

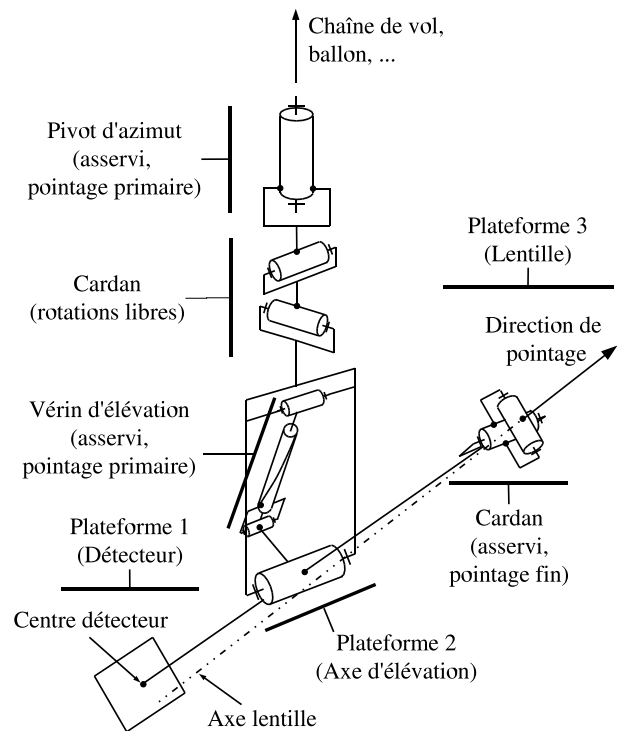
Le principe de pointage du télescope se base sur l’utilisation du Soleil comme astre. En effet, étant donnée sa proximité avec le Crabe (environ $1,5^\circ$ autour du 15 juin), il constitue un repère facile à localiser. Néanmoins, la détermination complète de l’orientation du repère lentille nécessite la connaissance de trois angles indépendants. La position du Soleil en fournit deux (typ. azimut et élévation). L’indétermination de rotation (le Soleil est un disque!) est alors levée par la direction de la gravité donnée par un inclinomètre. Au-delà du principe de base du pointage, le cahier des charges et les inerties des différents éléments permettent de découpler le pointage en trois ensembles. Pour des raisons de découplage et de stabilité, les asservissements s’effectuent à des fréquences différentes, les plus rapides s’appliquant aux contraintes de pointage les plus sévères :

- Le capteur solaire et sa tourelle de visée permettent de déterminer la direction du Soleil par rapport au repère lentille (deux angles de pointage). La précision de ce système est de l’ordre de la seconde d’arc avec un asservissement très rapide, permettant de considérer le capteur solaire comme parfaitement pointé sur le Soleil.
- Compte tenu des calculs astronomiques (en fonction de la position du Soleil et du Crabe) et de l’orientation mesurée du Soleil, le cardan porteur de la lentille est asservi de façon à pointer la position calculée du Crabe. Cet asservissement requiert aussi la connaissance de la “rotation de champ” calculée à partir de la direction de la gravité. La précision de pointage de ce système est de l’ordre de 20 à 30 secondes d’arc.
- Le dernier asservissement est chargé d’aligner l’ensemble du télescope avec le cadre de la lentille. Ceci est nécessaire pour maintenir l’axe lentille au centre du détecteur. La précision de pointage demandée est d’environ ± 8 minutes d’arc avec une fréquence de stabilisation faible (due à l’inertie totale du télescope).

Les différents repères et la définition des angles de repérages seront étudiés plus en détail dans la section relative à l’analyse des données de pointage. Par souci de clarté, mentionnons déjà que l’orientation du repère lentille par rapport au télescope se fait grâce à deux mouvements perpendiculaires successifs : une rotation suivant le plan méridien “local” (l’élévation) puis une rotation suivant un grand cercle perpendiculaire à ce méridien (mouvement orthogonal au précédent, la cross-élévation). Pour une élévation nulle, ce dernier mouvement correspond à une excursion en azimut. L’orientation du capteur solaire par rapport au cadre lentille utilise les mêmes rotations, mais la cross-élévation est le premier mouvement. La lentille (et les autres éléments si besoin) est repérée par ses



(a) Nacelle CLAIRE (vol 2001) pendant les tests de pointage sur le site de lancement



(b) Schéma cinématique de la nacelle



(c) Vue rapprochée du télescope et de l'ensemble de pointage fin (avec la lentille)

FIG. 3.7: Structure de la nacelle CLAIRE et schéma cinématique équivalent

coordonnées astronomiques (azimut élévation) ainsi que par une rotation autour de son axe de pointage (la rotation de champ).

La figure 3.8 page ci-contre schématise le fonctionnement des trois modules de pointage précédemment décrits. Parmi les paramètres d'entrées, les coordonnées du Soleil et du Crabe sont calculées au sol puis envoyées par télémétrie. La rotation de champ est mesurée par un inclinomètre et est sensible aux différents mouvements du cadre lentille et du télescope. Cette schématisation ne prend pas en compte les premières boucles de stabilisation des actuateurs. En effet, les mouvements du cadre et du télescope sont asservis en vitesse en fonction des données des gyroscopes. De plus, divers inclinomètres et magnétomètres sont aussi utilisés dans l'asservissement de pointage primaire, notamment lorsque le pointage fin est inopérant.

Capteurs et actuateurs de pointage La réalisation de ce pointage nécessite un certain nombre de capteurs et d'actuateurs. D'autres instruments sont aussi utilisés pour obtenir des informations d'attitude, en vue d'une exploitation a posteriori, et ne participe pas directement au système de pointage. La figure 3.9 page 122 décrit les différents éléments de pointage et de restitution d'attitude de la plate-forme supérieure (essentiellement utilisés pour le pointage fin).

Parmi les autres systèmes, le pivot d'azimut et le vérin d'élévation sont visibles sur la figure 3.7(a) page précédente. La pyramide (visible sur la même figure) contient en plus un magnétomètre et des gyroscopes. Les températures de l'air environnant et des différents systèmes de la nacelle sont aussi enregistrées, ainsi que la pression atmosphérique. Au besoin, la température de la lentille peut être ajustée par des résistances chauffantes placées sur son cadre. La localisation de la nacelle est effectuée grâce à un capteur GPS (Global Positioning System), donnant la longitude, la latitude, l'altitude ainsi que l'horloge de référence de l'instrument.

Procédure de pointage. Le système et l'asservissement de pointage sont maintenant définis. Néanmoins, il faut pouvoir transférer l'axe de réglage de la lentille dans les coordonnées propres au système de pointage. Au sol, l'axe de la lentille est repéré par le pixel invariant de la caméra centrale de la lentille (voir 2.3.1.2 page 73). Cette propriété va donc aussi être utilisée pour caractériser l'alignement du pointage fin par rapport à l'axe de la lentille par l'observation du disque solaire. Pour ce faire, la lunette de visée centrale (ou caméra petit champ) est équipée d'un filtre spectral (largeur de 10 nm autour de 832 nm) et d'atténuateurs de densité 6 au total (voir Etcheto [2001] pour une définition complète du système optique). La procédure de report consiste alors à suivre le Soleil grâce au système de pointage grossièrement ajusté de façon à voir Soleil dans le champ de vue de la caméra centrale (champ d'environ $2,5^\circ \times 2^\circ$). Les angles d'orientation de la tourelle sont alors ajustés de façon à faire coïncider le barycentre du Soleil (c.à.d son centre) mesuré par la caméra petit champ avec le pixel invariant. Lorsque cet alignement est réalisé, les angles de la tourelle correspondent à l'origine des coordonnées de pointage. En même temps, le barycentre du Soleil observé par la caméra grand champ permet de repérer l'axe de pointage dans le repère de cette caméra. Cette procédure est effectuée au sol et plusieurs fois en vol pour prendre en compte d'éventuelles déformations et décalages de positionnement.

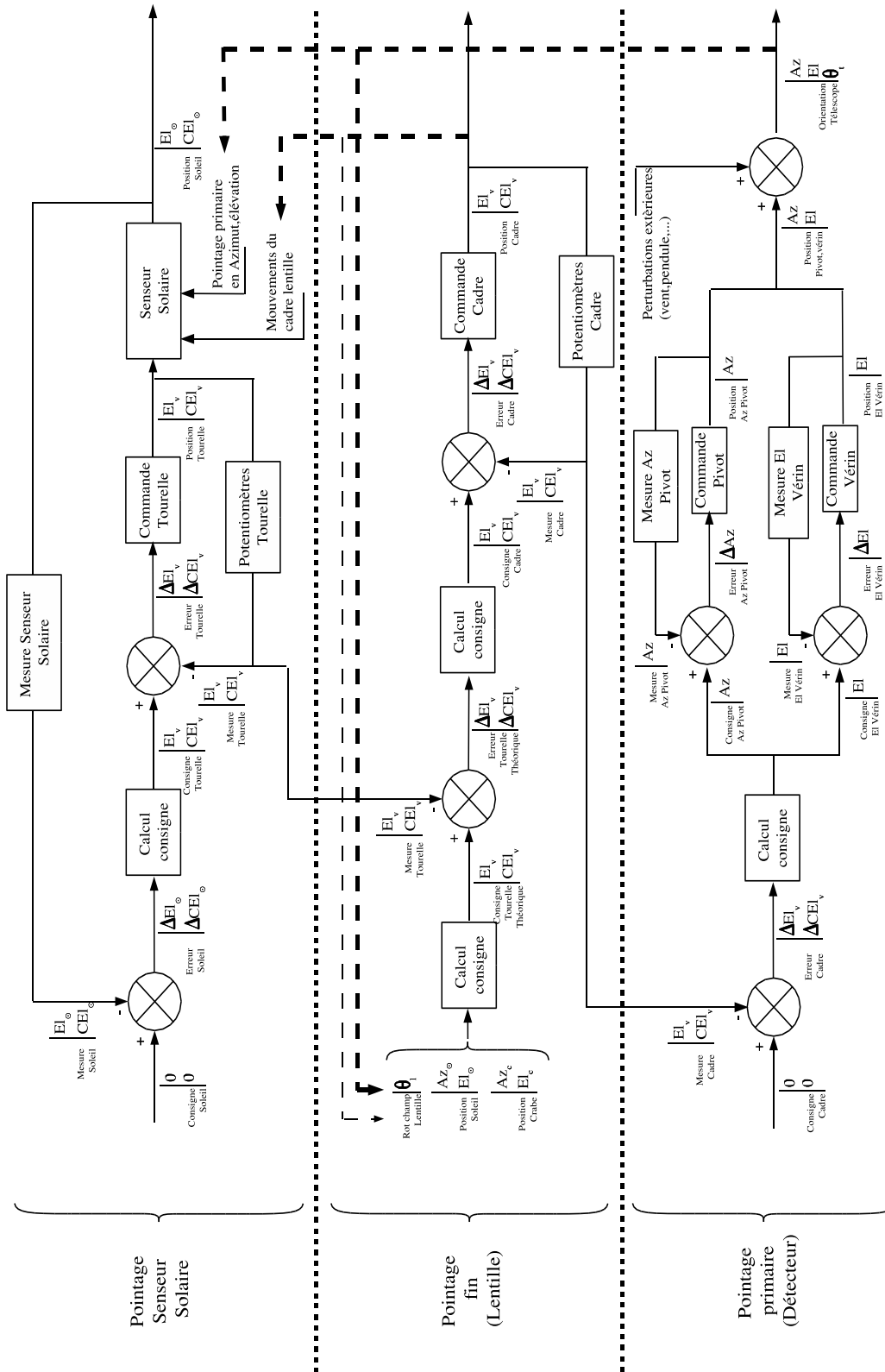


FIG. 3.8: Principe d'asservissement de pointage de la nacelle. Les trois modules principaux de pointage sont représentés de haut en bas par ordre décroissant de précision et de fréquence. Les lignes en pointillés représentent les influences "physiques" sur les paramètres (non pris en compte dans l'asservissement).

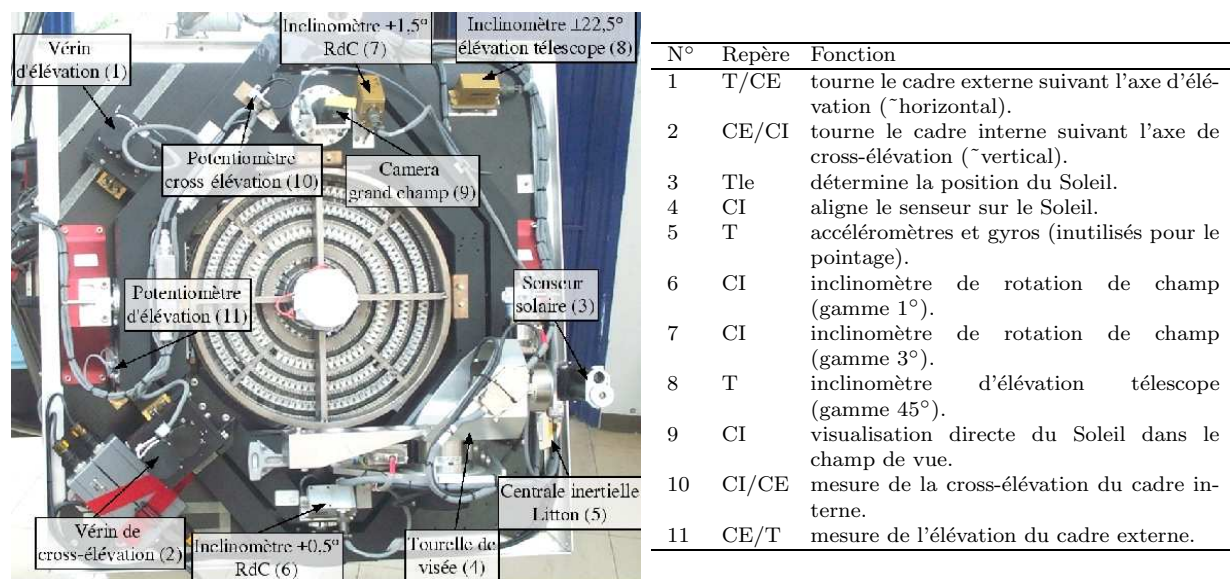


FIG. 3.9: Éléments de pointage sur la plate-forme supérieure. La nomenclature de droite reprend les numéros de référence de la photographie, l'emplacement de fixation (T=télescope, CE=cadre externe, CI=cadre interne, Tle=tourelle) et la fonction de l'élément.

3.3 La chaîne de détection

Située sur la plate-forme 1 (inférieure), la chaîne de détection a pour but de collecter les photons gamma, d'en déterminer l'énergie et de mettre en forme ces informations pour être ensuite transmises au sol via la télémétrie du CNES. Cette chaîne d'acquisition peut être divisée en trois ensembles : le détecteur proprement dit, le blindage et l'électronique d'acquisition.

3.3.1 Le détecteur

La détection des photons gamma nécessite l'utilisation de matériaux denses afin d'absorber totalement leur énergie. Lorsqu'un photon est stoppé, deux techniques sont usuellement utilisées pour déterminer l'énergie déposée :

- amplification et collection de la cascade électronique.
- détection de l'émission lumineuse de fluorescence (scintillation).

Les détecteurs utilisés par CLAIRE sont du premier type. Une haute tension est appliquée entre l'extérieur et l'anode interne d'un cristal de germanium. Lorsqu'un photon interagit avec le détecteur, il cède son énergie aux électrons qui peuvent alors être éjectés de la bande de valence vers la bande de conduction. La tension appliquée permet d'amplifier et de collecter les charges à l'anode. La charge collectée est de ce fait proportionnelle à l'énergie déposée dans le matériau. Ces détecteurs en germanium haute pureté (HPGe) possèdent une très bonne résolution énergétique (la résolution $\frac{E}{\Delta E}$ est de l'ordre de 100 à 500). Néanmoins, le germanium étant un semi-conducteur, le dernier électron de valence est faiblement lié et l'agitation thermique à température ambiante est suffisante pour

l'éjecter dans la bande de conduction, ce qui génère des courants de fuite et un bruit de fond important. Les détecteurs Ge sont donc refroidis, généralement grâce à un cryostat à azote liquide (température d'ébullition de 77 K sous 1 atmosphère). Ajoutons que pour se prémunir d'une contamination des détecteurs (qui se traduit par des courants de fuite), les détecteurs sont maintenus sous vide.

En sortie des détecteurs (pré-amplificateurs), une amplification très bas bruit est ensuite effectuée puis le signal est transporté vers une électronique de traitement et de mise en forme. Une discussion plus détaillée sur les différents type de détecteurs et sur l'électronique associée peut être trouvée dans [Halloin, 2000, pp. 10-24].

3.3.1.1 La mosaïque germanium

Le détecteur utilisé pour CLAIRE est une matrice 3x3 détecteurs HPGe coaxiaux. Chaque détecteur élémentaire a une taille de $15 \times 15 \times 40$ mm³ avec un trou central de 5 mm de diamètre et de 35 mm de profondeur. La figure 3.10 montre l'ensemble des neuf détecteurs avant le montage dans la capsule du cryostat. Le montage dans la capsule

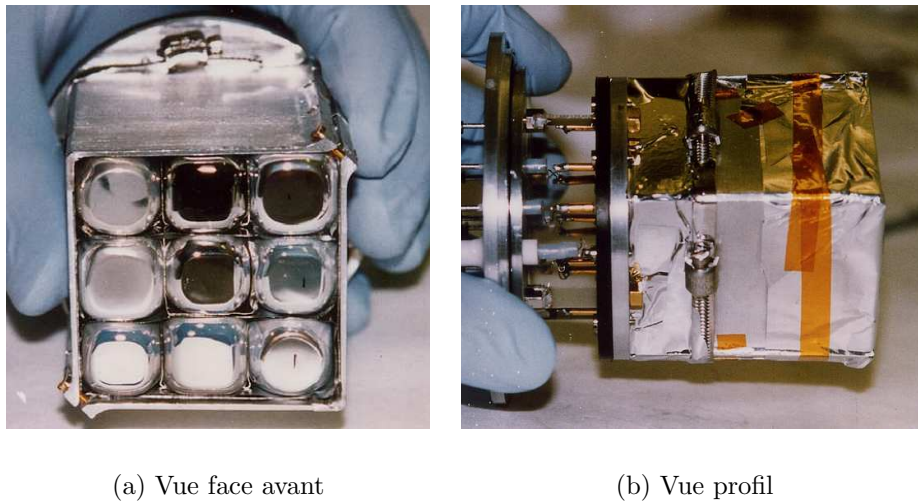
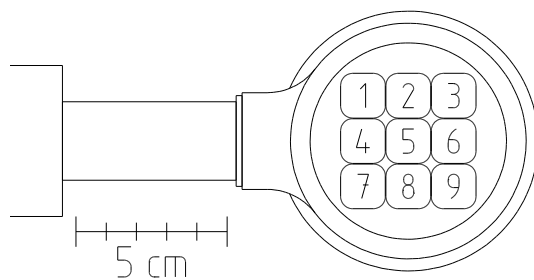
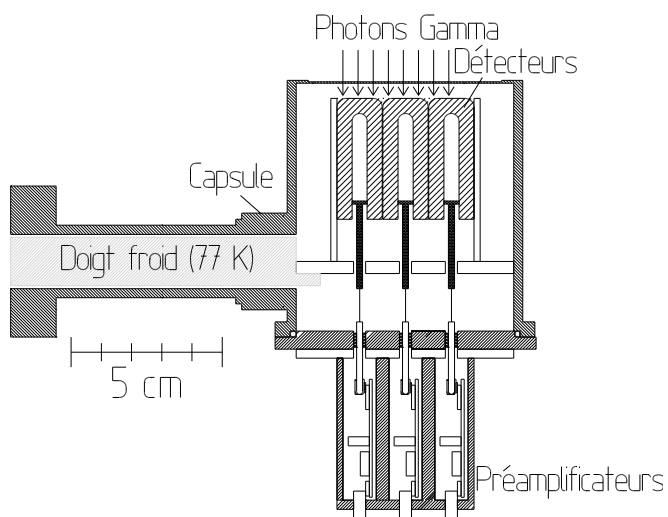


FIG. 3.10: Mosaïque germanium avant montage dans le cryostat

du cryostat est schématisé par la figure 3.11 page suivante. L'ensemble des détecteurs est fixé sur un doigt froid (en cuivre) en contact avec l'azote liquide du cryostat. Les sorties des détecteurs sont connectées aux pré-amplificateurs bas bruit situés à l'arrière de la capsule. Par commodité, les neuf détecteurs seront identifiés par leur numéro, de 1 à 9 comme indiqué sur la figure 3.11(a) page suivante. La position des 9 détecteurs est repérée sur la capsule par un autocollant. Les frontières des détecteurs indiquées par cet autocollant correspondent à 1 mm près aux positions réelles des détecteurs (d'après le constructeur). De récentes mesures [Dedieu, 2003] ont pu montrer que les positions effectives des détecteurs étaient compatibles avec ces incertitudes, sans pour autant donner plus de précision. Après montage de la matrice et de son cryostat sur la nacelle, le détecteur 1 est placé "en haut à gauche" (vue de la lentille, pour une élévation de 0°). La matrice



(a) Face avant



(b) Profil

FIG. 3.11: Dessins techniques (gauche) et photographies (droite) de la matrice de détection.

est fixée de telle manière que l'axe d'élévation de la lentille corresponde à un balayage des détecteurs 3-5-8 et l'axe de cross-élévation aux détecteurs 4-5-6.

Le cryostat ayant été brisé lors de l'atterrissage du premier vol de CLAIRE (Juin 2000), celui-ci a été remplacé puis les détecteurs testés et, pour certains, retraités (détérioration due au réchauffement rapide et à la rupture du vide). Le cryostat choisi pour le vol CLAIRE 2001 permet un refroidissement du détecteur quelle que soit sa position (on ne sait jamais...) avec une autonomie de 7 jours. La figure 3.3.1.1 représente ce nouveau



FIG. 3.12: Photographie de l'ensemble cryostat+détecteur.

cryostat avec son système de remplissage automatique (autonomie accrue ainsi à plus de deux semaines); la matrice de détection est située sous le cryostat. La résolution des détecteurs (FWHM) fournie par le constructeur après restauration est donnée dans le tableau 3.3.1.1 page suivante (à 122 et 1332 keV).

3.3.1.2 Simulations

Afin de prédire les résultats des expériences et pouvoir déterminer l'efficacité de la lentille en vol, il est nécessaire de connaître l'efficacité des détecteurs de la matrice germanium. Cette étude est aussi utile pour l'analyse du vol, puisqu'elle permet de restreindre les intervalles de temps pour lesquels la lentille focalise sur les zones les plus efficaces des détecteurs (et ainsi réduire le bruit de fond). N'ayant pas le dispositif expérimental nécessaire (source à l'énergie adéquate, collimateur, chariot motorisé, etc, ...), l'efficacité des détecteurs a été simulée grâce au programme GEANT3 (re-merci Pierre). La géométrie des détecteurs est celle donnée précédemment, la largeur des détecteurs étant cependant réduite de 15 à 14 mm afin de prendre en compte l'espace entre les détecteurs, la couche

Détecteur	122 keV	1332 keV
1	1,90 keV	2,44 keV
2	1,80 keV	2,58 keV
3	1,90 keV	2,62 keV
4	1,86 keV	2,61 keV
5	1,85 keV	2,69 keV
6	1,96 keV	2,63 keV
7	1,74 keV	2,62 keV
8	1,93 keV	2,68 keV
9	1,85 keV	2,63 keV

TAB. 3.4: Résolutions (FWHM) du détecteur matriciel au 05/04/2001

morte de surface et, dans l'optique de l'analyse du vol, l'incertitude sur la position effective des détecteurs par rapport à l'autocollant de repérage. D'autre part, les photons diffractés par la lentille *convergent* vers le détecteur (avec un angle d'incidence inférieur à 5°) et possèdent une énergie très proche de 170 keV (cas du vol stratosphérique). Pour ces raisons (et aussi pour simplifier la simulation), seuls des photons de 170 keV ont été simulés avec une incidence normale au plan de détection.

Lorsqu'un photon interagit avec un détecteur, le photon peut être entièrement absorbé dans ce détecteur ou seulement dévié (après une interaction Compton par exemple), au quel cas le processus se répète avec le photon émergeant et l'énergie résiduelle peut être collectée par un ou plusieurs autres détecteurs. Le nombre de détecteurs collectant (quasiment) au même instant une portion de l'énergie donne la multiplicité de l'évènement. La somme des énergies dans ces différents détecteurs est alors comprise entre 0 (cas limite) et l'énergie du photon incident. Dans notre cas, seuls les évènements dont l'énergie reconstituée est proche de l'énergie incidente (170 keV) sont intéressants (dans cette étude la tolérance est de 10 keV).

D'autre part, la multiplicité des évènements peut aller de 1 à 9, ce qui correspond à 512 configurations différentes (en ne prenant que la multiplicité comme critère). Néanmoins, étant donnés l'énergie et l'angle d'incidence des photons, seules deux configurations sont suffisamment probables : les évènements simples (toute l'énergie est déposée dans un unique détecteur), soit 9 possibilités, et les évènements doubles avec deux détecteurs adjacents par un côté (12 configurations). Les 9 détecteurs simulés étant parfaitement identiques, les configurations simples et doubles sont équivalentes entre elles, ce qui permet de multiplier d'autant la statistique des résultats de simulation. La section d'incidence des détecteurs possède de plus les symétries d'un carré, ce qui permet encore de multiplier la statistique par 8 pour les évènements simples, et par 4 pour les doubles. Dans le cas d'un évènement double, le photon émergeant du premier détecteur ne peut atteindre le deuxième que s'il possède suffisamment d'énergie. Il en résulte qu'à "basse" énergie (typ. inférieure à 1 MeV), l'énergie déposée dans le détecteur d'impact d'un évènement double est généralement la plus faible. Lorsque l'énergie augmente, la probabilité d'une interaction partielle augmente sensiblement et la distribution en énergie s'inverse.

Les figures 3.13(a) page suivante et 3.14(a) page 128 représentent l'efficacité de détection simulée en fonction de la position du point d'impact du photon. L'image supérieure

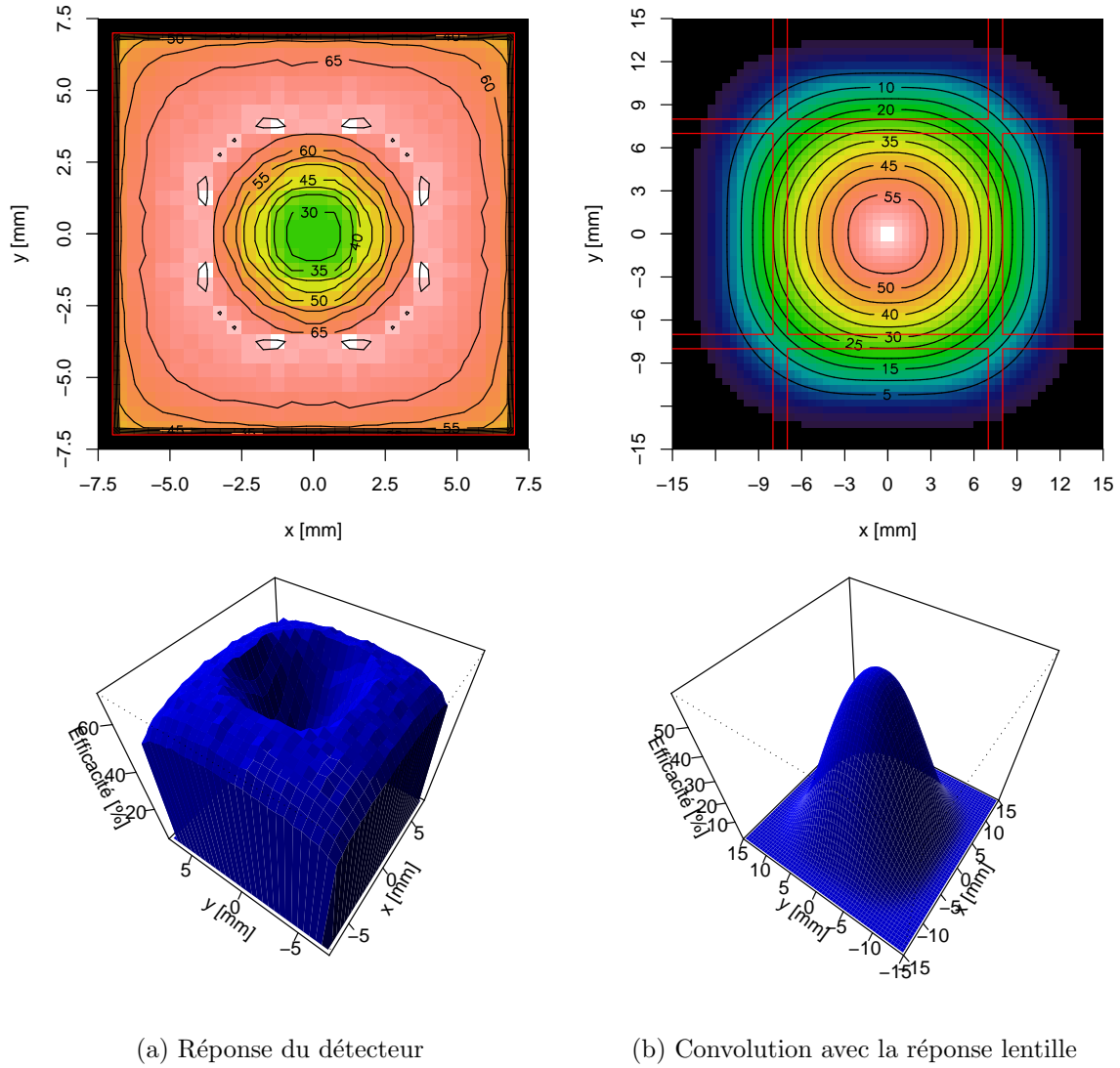
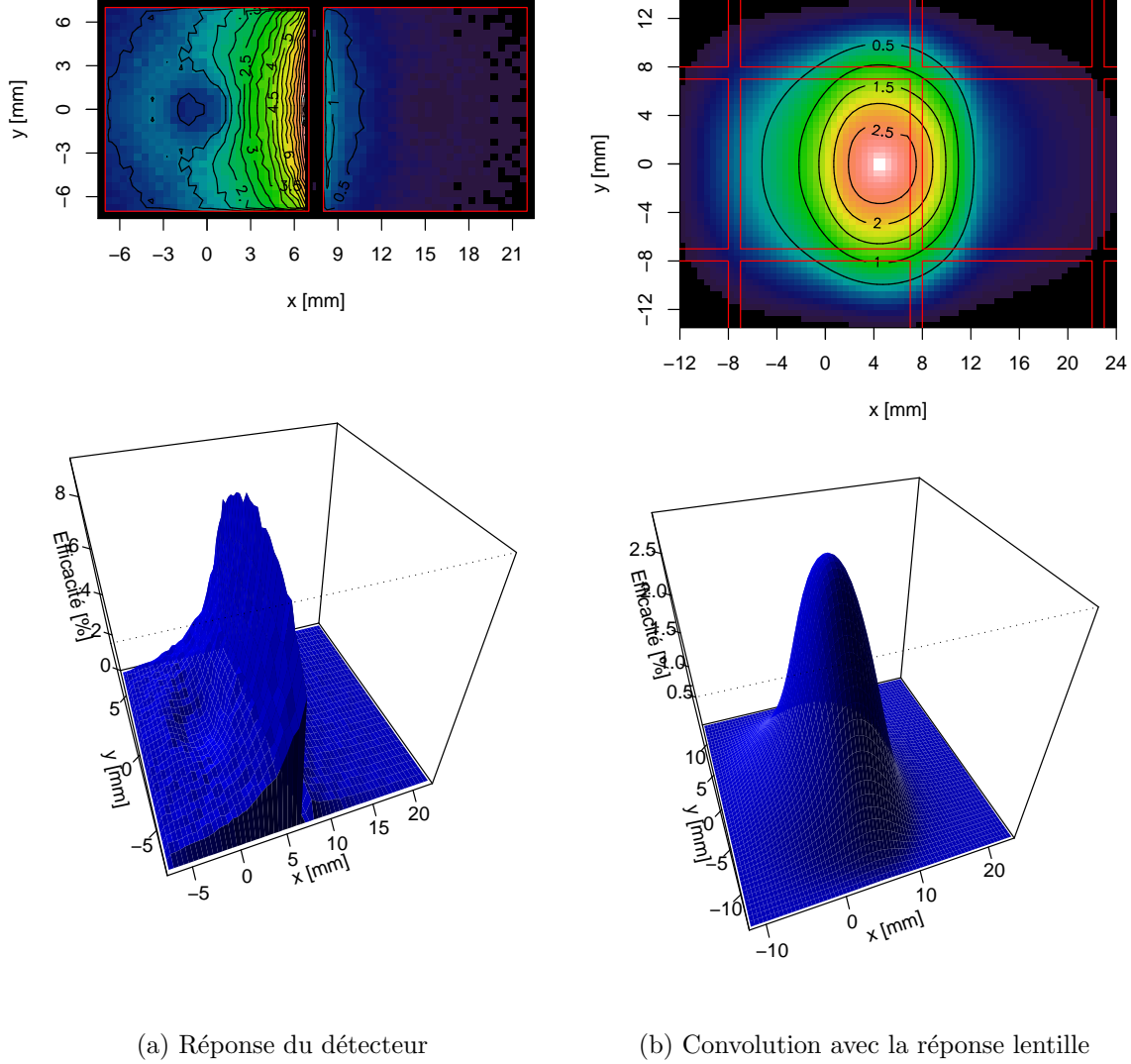


FIG. 3.13: Simulation de l'efficacité de détection pour les événements simples (énergie reconstituée entre 160 et 170 keV).

est une représentation en niveaux de couleurs (du bleu au blanc) de l'efficacité de diffraction, avec des contours tracés par pas de 5% (événements simples) et 0,5% (événements doubles). La partie inférieure est un graphique en perspective permettant de se rendre compte du "relief" de l'efficacité. Les liserés rouges situent la limite physique des détecteurs simulés. Dans le cas des événements doubles, l'origine des axes en abscisse et ordonnée est au centre du détecteur ayant reçu l'énergie la plus faible.

La diminution d'efficacité au centre du détecteur (surtout visible pour les événements simples) est due à la présence du trou anodique. En moyenne, l'efficacité simulée de détection simple est d'environ 54% (62% en se restreignant à la zone "active" du détecteur). Comme attendu, la probabilité d'une interaction double est beaucoup plus importante à la frontière des deux détecteurs et pour une énergie déposée plus faible dans le détecteur

d'impact.



(a) Réponse du détecteur

(b) Convolution avec la réponse lentille

FIG. 3.14: Simulation de l'efficacité de détection pour les événements doubles (énergie reconstituée entre 160 et 170 keV).

Néanmoins, si ces simulations renseignent sur l'efficacité intrinsèque des détecteurs, elle ne sont toutefois pas directement utilisables dans le cas de la lentille γ . En effet, la tache focale de la lentille n'est pas ponctuelle (voir les figures 2.38 page 92, 2.39 page 93 et 2.41 page 96), et, lorsqu'un photon est diffracté, la position d'impact sur le plan de détection est décrite par une fonction de probabilité en deux dimensions, soit $\rho(x, y)$. La probabilité de détection dans une configuration en fonction de la position de la tache focale est alors la convolution de la réponse du détecteur (simulations précédentes, $\mathcal{P}_{\text{dét}}(x, y)$) par la la réponse lentille ($\rho(x, y)$) : $\mathcal{P}_{\text{conv}}(x_0, y_0) = \iint \mathcal{P}_{\text{dét}}(x-x_0, y-y_0)\rho(x, y)dx dy$. D'après les résultats de simulation du § 2.3.4 page 91, pour des dépointages "raisonnables" (inférieurs à 2 minutes d'arc), $\rho(x, y)$ est bien représentée par une distribution radiale de l'intensité

diffractée (voir les figures 2.41 page 96). Les figures 3.13(b) page 127 et 3.14(b) page précédente montrent le résultat de cette convolution en prenant comme réponse de la lentille, la distribution spatiale correspondant à 30 secondes d'arc de dépointage. Ces graphiques représentent donc la probabilité de détection dans une configuration donnée en fonction de la position de la tache focale sur le détecteur.

Concernant les événements simples (fig. 3.13(b)), lorsque la lentille est parfaitement centrée sur le détecteur, la tache focale correspond quasiment à la taille du détecteur, avec une efficacité maximale d'environ 60%. Le signal tend néanmoins à s'atténuer fortement avec la distance, la probabilité de détection n'étant plus que d'environ 30% à 7 mm du centre. Remarquons aussi que de par la symétrie de révolution de la réponse de la lentille, les contours d'iso-efficacité du détecteur "convolué" s'ajustent mieux à un cercle qu'à un carré (géométrie "physique" du détecteur). Ces considérations nous seront très utiles lors de l'analyse des données du vol.

En considérant uniquement la distribution spatiale de l'efficacité des événements doubles, leur très bonne localisation (1 à 2 mm) en bordure de détecteurs pouvait laisser penser à une utilisation possible pour l'analyse. En effet, le bruit de fond des événements doubles est très bas et une efficacité d'environ 6% dans une région peut être suffisante pour une détection (à condition bien sûr que le temps d'exposition soit suffisant dans cette région). Néanmoins, après convolution, l'efficacité de détection est largement plus basse et étendue dans une vaste région (voir fig.3.14(b)). Même avec des niveaux de bruit bien plus bas, ces efficacités doubles sont trop faibles pour améliorer une éventuelle détection par les événements simples.

3.3.2 Le blindage

Le flux gamma "ambient" est principalement dû aux interactions du rayonnement cosmique (particules chargées) avec le matériel environnant (air, sol, détecteur lui-même, etc.). Le niveau de bruit de fond ainsi produit est généralement beaucoup plus important que le signal astrophysique. Afin de réduire ce niveau dans le détecteur, il est nécessaire de rejeter les photons ne provenant pas du champ de vue de l'instrument. Le moyen le plus simple est évidemment de bloquer les photons "indésirables" (obstruction passive). Néanmoins, si cette protection est facile à mettre en œuvre en optique, elle nécessite une grande quantité de matériaux denses pour stopper les rayons gamma, matériaux qui sont eux-mêmes des sources de bruit de fond. Une solution consiste à "détecter" le passage des photons ne provenant pas du champ de vue, et à rejeter les événements enregistrés en coïncidence. Dans les paragraphes suivants, nous allons exposer plus en détail ce problème du bruit de fond et présenter les solutions de blindage passif/actif retenues pour les vols CLAIRE.

3.3.2.1 Le problème du bruit de fond

L'atmosphère étant opaque aux rayons gamma, il est nécessaire de placer les instruments d'observation dans la stratosphère ou même dans l'espace. A ces altitudes, les détecteurs (et le matériel environnant) sont soumis à des flux intenses de rayonnements cosmiques. Dès lors, la détection de sources astrophysiques faibles dans des signaux do-

minés par le bruit de fond nécessite une bonne compréhension de ce dernier. L'étude fine du bruit de fond des détecteurs constitue encore une part essentielle de la recherche en astrophysique des rayonnements gamma. La mise en place d'un blindage entourant les détecteurs permet de bloquer les photons ne provenant pas du champ de vue. Ce blindage est d'autant plus efficace vis-à-vis des rayonnements "extérieurs" que son épaisseur est importante, mais dans le même temps, l'augmentation de l'épaisseur de blindage augmente la part de bruit produit localement.

Les particules primaires irradiant l'ensemble du satellite sont les photons et les particules chargées du rayonnement cosmique. Leurs contributions produisent la superposition d'un spectre continu et d'un spectre de raies. Ces spectres peuvent être décrits par les composantes suivantes ([Gehrels, 1992], [Jean, 1996, p. 36]) :

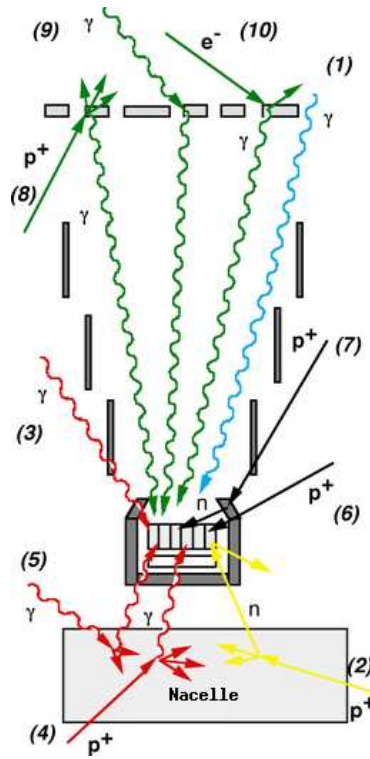


FIG. 3.15: Interactions responsables du bruit de fond continu. Adapté d'après Jean [1996, p. 38].

Continuum

Les paragraphes suivants présentent les principales sources de bruit de fond continu. Les numéros entre parenthèses se rapportent à ceux de la figure 3.15.

Flux de champ de vue (1) Cette composante du bruit de fond est due aux photons passant par l'ouverture de l'instrument et absorbés par les détecteurs. Pour les instruments spatiaux (hors pointage Terre), son origine est le diffus gamma cosmique ainsi que

les rayons diffusés par l'atmosphère. En vol ballon, la contribution cosmique est modulée par l'épaisseur d'air sur la ligne de visée et dépend donc de l'élévation du télescope (contribution maximale au zénith). De même, la contribution atmosphérique est d'autant plus forte que l'épaisseur d'air est importante, c.à.d une élévation faible.

Diffusion élastique des neutrons (2) Des neutrons secondaires sont générés par les réactions nucléaires induites par les protons du rayonnement cosmique dans les différents matériaux environnant. Ces neutrons peuvent traverser le blindage et céder une partie de leur énergie à un noyau de Ge par collision élastique (recul du noyau).

Fuites du blindage (3,4,5) Le blindage (qu'il soit actif ou passif) n'est pas totalement opaque aux photons gamma qui peuvent parfois le traverser sans être stoppés et/ou détectés, et déposer tout ou partie de leur énergie dans les détecteurs. Ces photons sont produits essentiellement par le diffus cosmique et les protons interagissant avec l'instrument, la plate-forme, l'atmosphère, ...

Décroissances radioactives (β) (6,7) L'activation des noyaux de Ge par les protons du rayonnement cosmique ou les protons et neutrons secondaires produit des nucléides instables. Par décroissance radioactive, ces éléments émettent une ou des particules dont le dépôt d'énergie est à l'origine du signal. Suivant le type de décroissance (β^+ ou β^-), les particules émises sont des positrons, électrons ou photons. La production d'isotopes radioactifs dans le Ge varie principalement avec le flux de neutrons produit à proximité des détecteurs (généralement par le blindage). Les neutrons étant eux-mêmes produits par interaction des protons cosmiques avec le matériel environnant, cette composante de bruit de fond augmente avec l'épaisseur du blindage. Ces décroissances ne sont généralement pas promptes, avec des demi-vies allant de moins d'une seconde à plusieurs jours. La réponse à une exposition de particules chargées est donc assez compliquée, chaque composante décroissant exponentiellement suivant son propre rythme.

Émission de la lentille (8,9,10) Les processus d'activation évoqués pour la contribution des fuites du blindage sont aussi valides pour le support de la lentille et la lentille elle-même. Toutefois, comme les photons incidents provenant du champ de vue, il ne sont pas directement bloqués par le blindage. Ces photons étant créés par cascade hadronique ou électromagnétique, une particule secondaire peut néanmoins déclencher un blindage actif.

Raies de bruit de fond

Les spectres observés lors d'expériences ballon ou satellite utilisant des détecteurs Ge montrent un grand nombre de raies. A ce propos, la figure 3.16 donnent les spectres enregistrés lors des vols ballon HIREGS [Feffer *et al.*, 1993] et HEXAGONE [Matteson *et al.*, 1991]. Les énergies caractéristiques de ces raies permettent généralement d'identifier les noyaux émetteurs (voir Bartlett [1994] et Wheaton *et al.* [1989] pour une liste des principales raies parasites observées dans ces détecteurs). Ces raies peuvent être différenciées en plusieurs sources décrites ci-dessous.

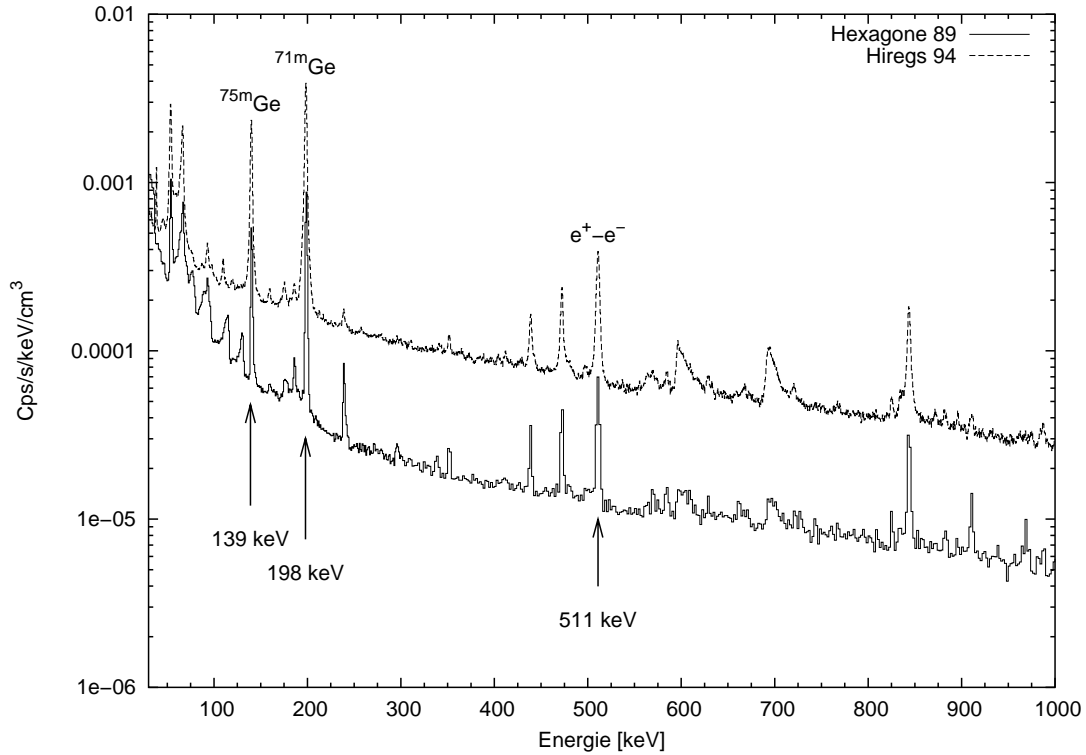


FIG. 3.16: Spectres comparés de HEXAGONE et HIREGS. Les flux reçus sont normalisés par le volume du détecteur. La rigidité de coupure magnétique plus faible au niveau des pôles induit un flux de particules chargées plus important et explique le niveau de bruit de fond plus élevé d'HIREGS (vol au pôle sud) par rapport à HEXAGONE (vol en Australie).

Raies de désexcitation nucléaire dans le détecteur Certaines décroissances radioactives du Ge se produisent par capture électronique : un électron de la couche K interagit avec un proton du noyau en produisant un neutron et un neutrino. L'atome revient alors dans un état stable après réarrangement de son cortège électronique et éventuellement l'émission d'un photon. Ces deux processus peuvent déposer de l'énergie, collectée par le détecteur. Après activation, un noyau peut rester quelques temps dans un niveau excité d'énergie spécifique. La durée de vie de ces états qualifiés de métastables est généralement plus longue que la fenêtre de coïncidence des spectromètres. Ils se désexcitent en émettant un photon et/ou un électron dans le cas d'une conversion interne, dont les énergies sont mesurées par les détecteurs. Les deux raies les plus intenses des spectres de bruit de fond, 139 et 198 keV, sont produites par respectivement les isomères ^{75m}Ge ($^{75m}\text{Ge} \rightarrow ^{75}\text{Ge} + \gamma(139 \text{ keV})$ et $^{75m}\text{Ge} (^{71m}\text{Ge} \rightarrow ^{71}\text{Ge} + \gamma(175 \text{ keV}) + CE(23 \text{ keV}))$. Comme pour la production d'isotopes radioactifs, leur intensité est liée au flux de neutrons dû au blindage.

Les deux phénomènes précédents ont des énergies bien déterminées produisant donc des raies spectrales fines. En revanche, lors de la collision élastique d'un noyau de Ge par un neutron, une partie de l'énergie perdue par le neutron est transformée en recul du noyau, une autre plaçant le noyau dans un état excité. L'énergie collectée est alors la somme de l'énergie de désexcitation (spécifique) et de l'énergie cinétique du noyau

(dépendant du paramètre d'impact). La raie observée est alors triangulaire.

Raies nucléaires émises par le matériel passif Après une décroissance radioactive (naturelle ou induite) ou une interaction inélastique, les noyaux du matériel passif peuvent se trouver dans un état excité et revenir alors à leur état fondamental en émettant un photon. La durée de vie de cet état métastable influe sur la largeur de la raie observée. En effet, si le photon est émis pendant le mouvement du noyau (à la suite d'une collision), l'énergie détectée sera décalée par effet Doppler et une raie large sera observée.

La raie à 511 keV La rencontre d'un positron et d'un électron produit deux photons gamma de 511 keV émis dans des directions opposées. Cette raie est donc d'un grand intérêt astrophysique puisqu'elle est un traceur de la production d'antimatière dans l'univers. Malheureusement, des positrons sont aussi générés localement par décroissance β^+ du matériel passif et par les photons secondaires (production de paires e^+e^- dans les atomes) produits par le rayonnement cosmique. Ces positrons créés localement vont interagir avec des électrons des atomes environnants et ainsi contribuer à une émission parasite à 511 keV dont une partie sera collectée par les détecteurs. Les cascades électromagnétiques du diffus cosmique génèrent aussi des positrons et donc des photons de 511 keV.

La structure du bruit de fond est donc complexe et dépend fortement de la géométrie et de la composition du blindage pour l'intensité des raies les plus importantes (décroissance β , émission à 511 keV, fuites du blindage). La conception et l'optimisation de cet élément sont donc cruciales pour une bonne détectabilité des flux astrophysiques.

3.3.2.2 Blindage passif vs. blindage actif

Pour limiter le bruit de fond dans les détecteurs Ge, deux types de blindage permettent de limiter le champ de vue des détecteurs : les blindages passif et actif.

Blindage passif Un blindage passif est très similaire aux collimateurs utilisés en optique dont le but est de stopper les photons ne provenant pas de la direction désirée. Néanmoins, s'il suffit d'une feuille de papier noir pour bloquer les photons optiques, les photons gamma ne sont notablement absorbés qu'après plusieurs millimètres de trajet dans des matériaux denses. A titre d'illustration, la figure 3.17 page suivante donne les libres parcours moyens (total et photoélectrique) pour trois énergies (170, 511 et 1000 keV) en fonction du numéro atomique.

Gehrels [1985] donne la forme des distributions spectrales du flux gamma atmosphérique en fonction de l'élévation, évaluées pour une atmosphère résiduelle de $3,5 \text{ g.cm}^2$. D'après ces données et en supposant un détecteur identiquement sensible sur 4π stéradians, 70% du flux gamma atmosphérique (au-dessus de 100 keV) est d'énergie inférieure à 1 MeV. Même si ce seuil ne tient pas compte de l'activation locale par les particules chargées, un blindage passif peut être estimé "efficace" si son épaisseur est grande devant le libre parcours moyen à cette énergie. La figure 3.17 montre alors qu'une épaisseur "raisonnable" (au plus quelques centimètres) de blindage passif ne peut être obtenue qu'avec les matériaux les plus denses (typ. $Z > 70$). Parmi ces derniers, beaucoup sont impropres

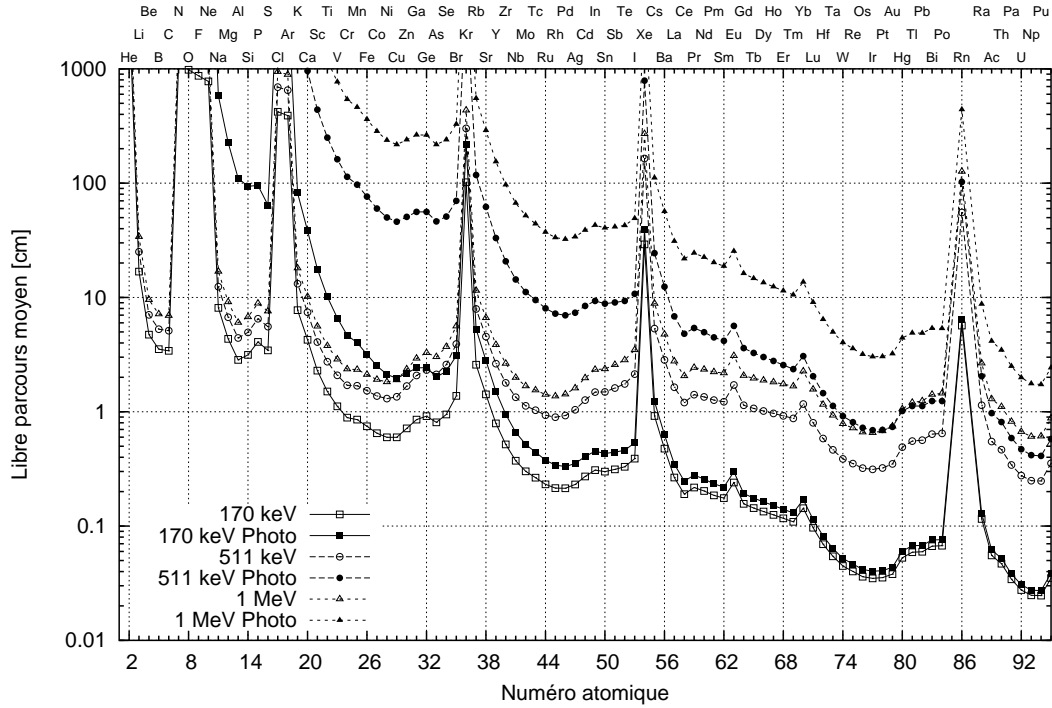


FIG. 3.17: Libre parcours moyen en fonction du numéro atomique. Pour chaque énergie (170, 511 et 1000 keV), les libres parcours moyens total et photoélectrique sont tracés. Les pics correspondent aux composants gazeux, pris comme des gaz parfaits sous 1 atmosphère à 25°C.

à la réalisation d'un blindage, que ce soit en raison de leur rareté (donc de leur coût), de leur usinabilité ou de leur radioactivité intrinsèque. Au final, le plomb est généralement l'élément le plus adéquat. Néanmoins, lorsqu'un photon est absorbé par effet photoélectrique, un électron de la couche K est éjecté (dans 96% des cas pour le plomb). L'atome se désexcite alors en émettant un photon de fluorescence dont l'énergie dépend des niveaux de la transition électronique. Le blindage se comporte alors comme une source secondaire de rayons X. Dans le cas du plomb, les principales raies de fluorescence sont situées à 75, 72,8 et 85 keV et donc peuvent participer de façon notable au bruit de fond instrumental. Pour éviter cela, on intercale entre le plomb et le détecteur des épaisseurs de matériaux d'énergie de fluorescence de plus en plus basse, jusqu'à sortir du domaine énergétique du détecteur.

Lors du vol CLAIRE du 15 juin 2000, un blindage passif a été conçu, dont le schéma est donné en figure 3.18 page ci-contre. Le collimateur supérieur est constitué de couches successives d'étain, de tantale et de plomb fixées sur un support cylindrique en aluminium. Les principales énergies de fluorescence du tantale et de l'étain sont respectivement de 56,3, 65,2 et 25,3, 28 keV, permettant une bonne réjection de l'émission de fluorescence. Le collimateur inférieur est constitué uniquement de plomb, les détecteurs n'étant pas en vue directe, les épaisseurs intermédiaires de la capsule et des supports suffisent à absorber les raies de fluorescence du plomb.

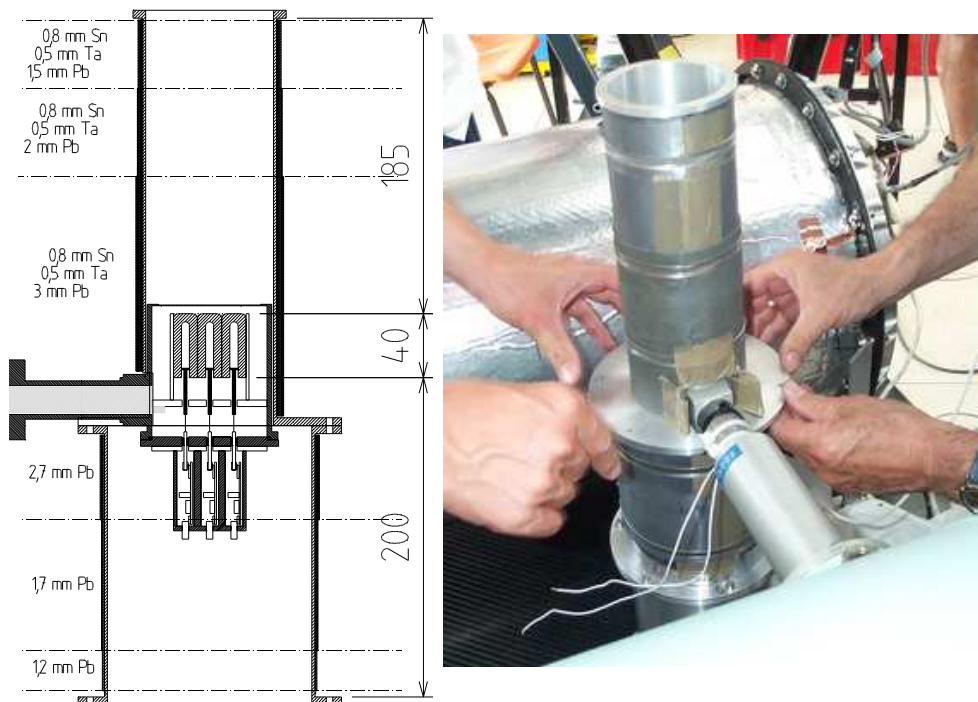


FIG. 3.18: Collimateur passif utilisé pour le vol CLAIRE 2000

La conception d'un blindage passif a l'évident avantage de la simplicité. Néanmoins, lors de l'interaction d'un proton avec ce blindage, les particules secondaires créées (essentiellement les neutrons) peuvent atteindre le détecteur et induire du bruit de fond (voir plus haut la description des sources de bruit de fond). Cet effet est d'autant plus important que le blindage est dense. D'autre part, les photons très énergétiques peuvent ne déposer qu'une partie de leur énergie dans le blindage (effet Compton, production de paires), le photon émergent pouvant alors interagir avec le détecteur. Ces désavantages sont, en partie, résolus grâce à la technique de blindage actif, plus complexe mais plus efficace.

Blindage actif L'objectif d'un collimateur actif n'est pas seulement de stopper les rayons incidents, mais aussi de détecter le dépôt d'énergie, il s'agit donc au final de fabriquer un collimateur qui soit aussi un détecteur. Les détecteurs à semi-conducteur sont onéreux et nécessitent une mise en œuvre relativement complexe (enceinte sous vide, refroidie) et ne conviennent donc pas pour la réalisation d'un blindage. Cependant, une bonne résolution énergétique (avantage des détecteurs germanium) n'étant pas un point crucial, des scintillateurs sont généralement utilisés. Dans un scintillateur, la recombinaison électronique (succédant à l'interaction d'un photon) émet une lumière visible (ou proche du visible), laquelle est collectée et amplifiée par un photo-multiplicateur. Les scintillateurs sont généralement fabriqués à partir d'iodure de césium (CsI), d'iodure de sodium (NaI) ou de germanate de bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ou BGO).

Lorsqu'un évènement est détecté par le blindage actif, les mesures du spectromètre principal sont rejetées pendant un certain laps de temps, la *fenêtre de coïncidence*. Le

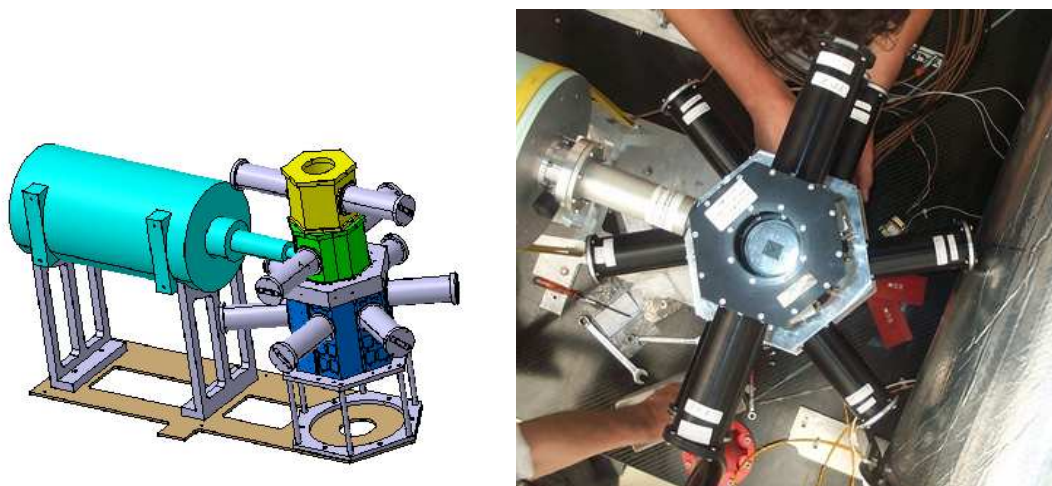


FIG. 3.19: Collimateur actif utilisé pour le vol CLAIRE 2001. Sur le dessin en perspective de gauche, le détecteur et son dewar sont en bleu clair, le blindage latéral (2 cm CsI) en bleu marine, le collimateur inférieur (3 cm CsI) en vert et le supérieur (2 cm CsI) en jaune. Sur la photographie de droite (vue de dessus), la matrice germanium est visible au centre du collimateur supérieur.

signal utile est donc largement amélioré car :

- Le blindage bloque les photons ne provenant pas du champ de vue de l'instrument (comme un blindage passif).
- La réponse du détecteur est épurée des interactions partielles (Compton, production de paires, β , cascades hadronique et électromagnétique, ...) qui déposent une partie de leur énergie dans le spectromètre et une autre dans le blindage.

Les performances des blindages actifs sont ainsi bien meilleures que les blindages passifs. Néanmoins, comme pour les blindages passifs, une épaisseur importante induit une forte production de neutrons, ce qui limitent le gain de l'anti-coïncidence. D'autre part, chaque évènement du blindage "bloque" le détecteur pendant un certain laps de temps (le *temps mort*) pendant lequel les mesures du spectromètre sont rejetées. Si le taux de comptage est important et/ou la fenêtre de coïncidence trop longue, ce temps mort peut limiter fortement le temps d'exposition effectif du spectromètre.

Le blindage utilisé pour le vol CLAIRE du 15 juin 2001 était de ce type et est représenté en figure 3.19. Sur le dessin de gauche, la structure mécanique de maintien du blindage est représentée, ainsi que le détecteur. Ce blindage est constitué de quatre ensembles de scintillateurs. Un cylindre de BGO ($r=35$ mm, $L=30$ mm) est monté derrière le détecteur (non visible sur le dessin). Six blocs de CsI ($L=198$ mm, $e=20$ mm) montés en hexagone forment le blindage latéral (les boîtiers peuvent recevoir des cristaux de 4 cm d'épaisseur, disponibles, en prévision d'un vol d'observation à 511 keV). Au-dessus, les deux collimateurs (inférieur et supérieur) sont des anneaux en CsI de hauteur 12 cm et d'épaisseurs 3 et 2 cm respectivement. Cet ensemble d'anti-coïncidence a réalisé de très bonnes performances, ainsi qu'il est montré dans le chapitre 4.3.2 page 187.

3.3.3 Le système d'acquisition

Au sol, la mise en œuvre du détecteur nécessite un certain nombre de servitudes nécessitant des systèmes dédiés :

1. Générateur de haute tension
2. Amplification et mise en forme des signaux
3. Mesure et numérisation de l'énergie
4. Acquisition et formatage des données
5. Enregistrement/traitement des trames

En vol, les mêmes fonctions sont remplies par le système d'acquisition présenté dans ce chapitre : l'électronique embarquée, chargée des fonctions 1 à 4, les logiciels d'acquisition et de visualisation (équipement sol) assurant le point 5.

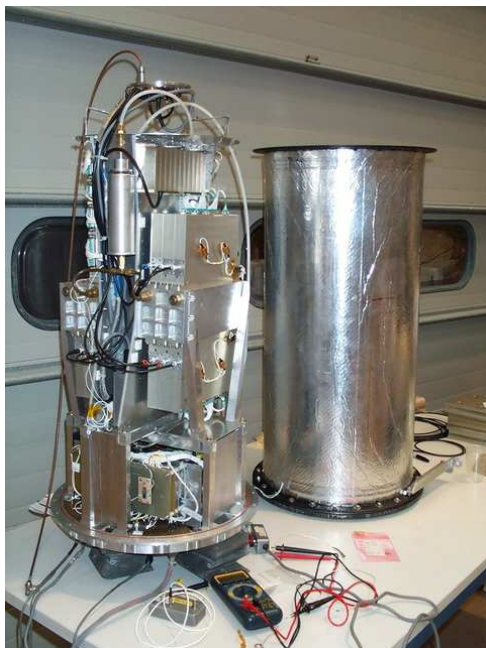
3.3.3.1 L'électronique embarquée

Le module d'acquisition embarqué doit remplir un certain nombre de fonctions (voir ci-dessus) tout en se conformant aux contraintes d'un vol ballon : (quasi-)vide, alimentation continue 28 V, arrêt et démarrage autonomes, encombrement réduit, environnement électromagnétique, chocs, Il doit de plus pouvoir recevoir et émettre des trames d'information compatibles avec les normes de télémesures utilisés (typ. RS 232).

En 1993, la mission SAGE a réalisé l'observation de Cygnus X-1 et du Crabe avec un télescope à masque codé et une matrice de 9 détecteurs [Skinner *et al.*, 1993, 1994]. L'expérience, embarquée en ballon stratosphérique, demandait donc une électronique d'acquisition très semblable aux besoins exprimés précédemment. Ce système a été adapté et réutilisé dans le cadre des vols CLAIRE. L'ensemble des modules est regroupé dans un cylindre (cf. fig 3.20 page suivante) d'environ 42 cm de diamètre et de 92 cm de long. Skinner *et al.* [1993, 1994] décrit de façon détaillée le fonctionnement de ces éléments. Globalement, les pulses issus des détecteurs sont amplifiés, mis en forme (une voie par détecteur) puis multiplexés, échantillonnés sur 16 bits et finalement inclus dans une trame de données par un microprocesseur. L'information issue du blindage actif (sur 4 voies) permet, soit de rejeter un évènement à bord (allègement du débit de télémesure), soit de le "marquer" pour un traitement ultérieur au sol. L'ensemble électronique est gardé sous pression à 1 bar afin d'éviter les problèmes liés aux hautes tensions dans le vide et de permettre des échanges thermiques efficaces par convection (naturelle ou forcée).

Les télécommandes, issues de la station sol permettent principalement :

- d'allumer et d'éteindre le système dans son ensemble.
 - d'alimenter la haute tension des détecteurs.
 - d'ajuster la configuration des évènements renvoyés (seuil de détection, restauration de ligne de base, évènements saturants, . . .).
 - de régler les seuils énergétiques des quatre voies d'anti-coïncidence.
 - de contrôler la température (ventilateurs et résistances chauffantes).
 - de re-initialiser le processeur.
 - de régler la date et l'heure.
 -
-



(a) En cours de test (vue interne).



(b) Montée sur la plate-forme inférieure du télescope.

FIG. 3.20: Photographies de l'électronique d'acquisition embarquée

Les trames de télémessures sont envoyées via un protocole série asynchrone et relayées de façon transparente par liaison radiofréquence entre la nacelle et la station sol de contrôle.

3.3.3.2 Le format des données scientifiques

Outre les informations de détection par le spectromètre, les trames de télémessures contiennent un certain nombre d'informations sur l'état du système en vol : températures, tensions d'alimentation, pression, commutations diverses, etc.

Au sol, la réception des données scientifiques est gérée par une carte dédiée : carte Sealevel ACB-II/Ex basé sur le contrôleur série Zilog 85230 ESCC, cadencé à 8 MHz. La structure des trames reçues est schématisée par la figure 3.21 page suivante. Les trames mineures (minor frames ou “mif”) sont constituées de 128 octets de données chacune, se succédant environ toutes les 28 ms (la fréquence exacte dépend du taux d'occupation du processeur bord). 256 mifs forment une trame principale (major frame ou “maf”, période d'environ 7,2 s). Les premiers octets d'une mif définissent le numéro de la trame envoyée (numéro maf et mif). Les octets 2 à 13 sont constitués des informations de contrôle sur le système (“housekeeping”). Les événements (i.e. la mesure d'un dépôt d'énergie dans au moins un détecteur) se succèdent ensuite sur les octets suivants. La longueur du codage d'un événement dépend du nombre de détecteurs activés par la particule incidente : les deux premiers octets forment un mot dont les 10 premiers bits définissent les détecteurs (9 + calibration) concernés par l'événement. Les 16 bits suivants codent l'heure de l'évé-

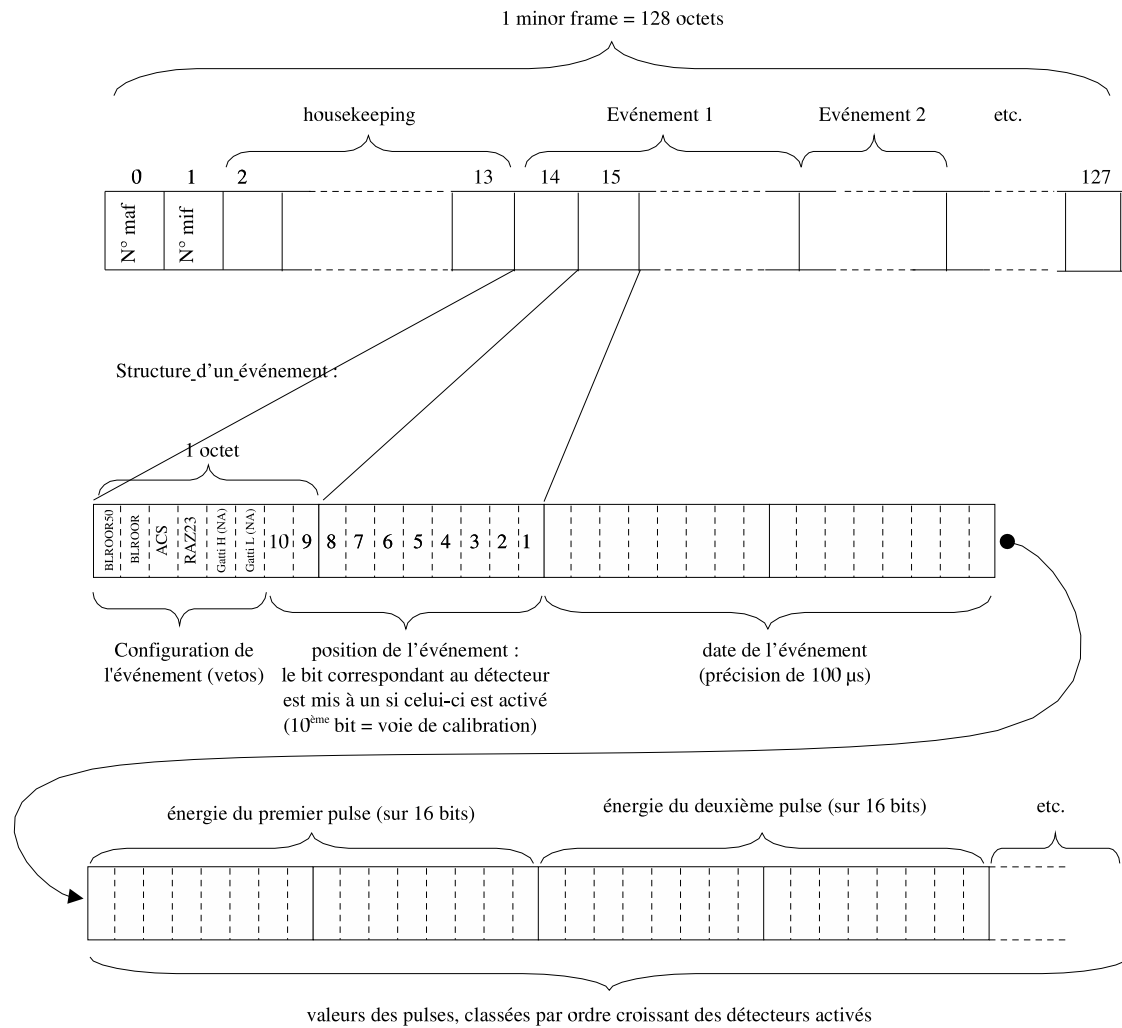


FIG. 3.21: Structure des trames de la télémessure scientifique. Le mot de synchronisation (2 octets précédant la trame) n'est pas représenté ici, étant supprimé silencieusement par la carte de réception. Les 13 premiers octets renseignent sur l'état général du système : températures, pressions, etc. (voir l'annexe B pour l'emplacement et la périodicité de ces informations). Les autres octets contiennent les configurations et énergies des événements détectés par la matrice germanium.

nement avec une précision de l'ordre de $100 \mu s$. Enfin, les valeurs des énergies mesurées sont codées à la suite les unes des autres par ordre croissant de numéro de détecteur et par mot de 16 bits.

Certaines données de contrôle système n'étant pas utiles à la fréquence des mifs, elles se répètent toutes les 1 à 64 mifs. Un cycle complet est constitué de 256 mifs et forme une trame principale (maf). Les différentes informations, leur emplacement et leur périodicité sont donnés dans l'annexe B page 249.

3.3.3.3 Les logiciels d'acquisition et de visualisation

Les logiciels sol de télécommandes-télemesures scientifiques se décomposent en quatre programmes :

- logiciel de télécommande : envoi des ordres vers l'électronique de vol (réglage du seuil de détection, activation de la ventilation, du chauffage interne, etc.).
- réception et stockage des données scientifiques.
- suivi de l'état du système en vol (housekeeping).
- traitement en temps réel et enregistrement des spectres.

Les logiciels utilisés sont adaptés de ceux utilisés initialement sur la mission SAGE et développés à Birmingham par l'équipe de Gerry Skinner. Ces programmes durent être modifiés afin de :

- permettre un stockage fiable (sans perte de données) des trames reçues.
- améliorer la visualisation des données de contrôle système.
- enregistrer les commandes envoyées.
- gérer séparément les 9 détecteurs avec une visualisation en temps réel des spectres et du taux de comptage.

Tous ces programmes sont codés en C et sous environnement DOS afin de pouvoir réutiliser les routines issues de SAGE. Une description plus détaillée des différents logiciels développés est donnée dans l'annexe C page 253.

3.4 Le vol 2000

Le premier vol d'une lentille γ a eu lieu le 14 juin 2000, lancée depuis la base du CNES de Gap-Tallard [von Ballmoos *et al.*, 2001]. Le ballon a été lâché à 5h36 TU, le plafond (40 km) étant atteint à 8h20 TU. Après 6h15 de plafond, la séparation s'est effectuée au-dessus des Landes, avec un atterrissage en douceur dans un champ de maïs (voir la trajectoire du vol sur la figure 3.22).



FIG. 3.22: Trajectoire de la nacelle CLAIRE lors du vol 2000

Le principal objectif de ce vol était technologique : validation en conditions réelles

des systèmes de pointage et de la chaîne de détection. En effet, la structure originale de la nacelle (voir § 3.3 page 122) implique un système et un asservissement de pointage particulier, dont le fonctionnement global n'avait jamais pu être testé en situation de vol. Ce premier essai a donc aussi permis d'optimiser et de calibrer les réponses de cette nouvelle nacelle.

3.4.1 Performances en vol

Pratiquement tous les systèmes ont fonctionné de façon nominale durant toute la durée du vol. Néanmoins, comme il était prévisible pour un système aussi complexe, la "prise en main" de l'instrument nécessita du temps. De plus certains composants ne furent pas aussi performants que prévu en conditions de vol, ce qui explique que ce premier vol technologique ne s'est pas doublé d'une observation concluante de la lentille γ . Les paragraphes suivants donnent une liste (non exhaustive) des enseignements (validations ou modifications) de ce vol.

3.4.1.1 Systèmes validés

Parmi les nouveautés de ce vol, un certain nombre de systèmes ont pu être validés, dont les plus importants sont listés ci-dessous.

Éléments mécaniques

- Aucun mode souple de la nacelle et du télescope n'a été observé.
- Pas de dommage consécutif à l'atterrissage.
- Systèmes mécaniques de pointages fin et primaire (vérins, pivot, cadres, ...).

Électronique, capteurs et asservissements

- Capteurs de restitution d'attitude (inclinomètres, gyromètres, centrale inertielle, récepteur GPS, senseur solaire, ...).
- Alimentation générale et distribution.
- Chaîne scientifique d'acquisition (détecteurs et électronique).
- Régulation thermique des équipements (sauf module d'acquisition CCD), notamment la lentille (température comprise entre 13 et 21,5°C).
- Pointage fin, première heure de pointage primaire.

Informatique

- Programmes bords du module de commande et de l'électronique d'acquisition.
- Segment sol (scientifique et pointage).

3.4.1.2 Systèmes modifiés

Ce vol technologique a aussi permis d'effectuer des modifications sur des éléments qui n'ont pas eu le fonctionnement escompté.

Éléments mécaniques

- Le moteur du verrou de maintien du télescope en position verticale (nécessaire pour les phases de décollage et atterrissage) présentait de mauvais contacts (collecteur-balais). Ce système a été entièrement revu pour le vol 2001.
- La structure d’interface entre la chaîne de vol et le télescope (le “pentagone”) avait dû être reconçue rapidement pour satisfaire aux contraintes de lancement et d’ouverture du parachute (voir § 3.2.1 page 115). Le vol 2001 devant embarquer des équipements plus lourds qu’en 2000 (notamment le blindage du détecteur), le “pentagone” a été remplacé par une structure en “pyramide”, permettant un allègement de 30 kg (c.à.d environ un tiers du poids originel de la structure).
- Pour ce premier vol, le cryostat de laboratoire a été équipé d’un bouchon prévenant les fuites d’azote liquide, et d’une valve relative permettant de maintenir la pression interne à 1 bar au-dessus de la pression atmosphérique (afin de garder le point d’ébullition à environ 77 K). Le bouchon s’est avéré difficile à concevoir (résistance au froid notamment). De plus, ce cryostat n’était pas prévu pour refroidir efficacement dans une orientation quelconque ; le niveau minimum d’azote, le poids et l’encombrement du cryostat étaient bien plus important que nécessaire. Concernant la valve, étant sensible à la différence de pression entre l’azote gazeux et l’atmosphère extérieure, le dewar se trouve en surpression (et donc une température d’équilibre plus élevée) au sol et pendant la montée. Cette surpression pose en outre des problèmes de sécurité lors de la récupération de la nacelle. Ce cryostat s’étant de plus brisé à l’atterrissage, il a été remplacé par un autre modèle, plus petit, pouvant être pressurisé et avec un refroidissement effectif dans n’importe quelle orientation (voir fig. 3.3.1.1 page 125). La valve différentielle a en outre été remplacée par une valve absolue, maintenant la pression interne à 1 bar quelle que soit la pression externe.

Électronique, capteurs et asservissements

- L’asservissement du pointage primaire en azimut est entré en résonance après 1h15 de bon fonctionnement. La nature de cet accrochage est difficile à identifier avec précision, puisqu’il met en jeu à la fois l’inertie et les modes d’oscillations de la chaîne de vol (notamment la NSO et le lest), les perturbations dues au vents, l’inertie de la nacelle (dépendant notamment de l’élévation) et les filtrages de l’asservissement. Tous ces éléments sont difficilement reproductibles au sol. Pour le vol 2001, les procédures d’asservissement ont été revues et une couronne de masselottes a été fixée sur le câble au-dessus du pivot d’azimut afin d’augmenter le moment d’inertie de la chaîne de vol.
 - A 40 km d’altitude, l’absence d’air empêche tout refroidissement par convection (naturelle ou forcée par un ventilateur), l’évacuation de la chaleur ne peut alors se faire que par conduction. Le drain thermique installé pour refroidir le processeur de l’ordinateur d’acquisition CCD était sous-dimensionné, induisant une température de cet élément supérieure à 80°C (limite du capteur), le processeur étant qualifié pour 70°C. Le pont thermique en question a donc été renforcé pour le vol 2001.
 - Les trames de données étaient émises par trois modules bord : le module de commande, le module de pointage fin et l’électronique scientifique. Afin d’effectuer un post-traitement efficace, les datations de ces trames se réfèrent toutes au temps issu
-

du système GPS. Néanmoins, seul le module de commande recevait directement et intégralement les données temporelles du GPS. Le module de pointage recevait ainsi la date de référence par l'intermédiaire des télémessures issues du segment sol. L'horloge interne de l'ordinateur dérivant par rapport au temps GPS, les trames des deux modules se sont peu à peu décalées, rendant les comparaisons difficiles. D'autre part, la seule référence de temps externe disponible pour l'électronique d'acquisition consiste dans la datation (en temps instrument) d'un signal carré synchronisé avec le pulse par seconde issu du GPS. Cette méthode fonctionne très bien pour déterminer la fraction de seconde TU en temps instrument. Malheureusement, il s'est avéré difficile de régler l'horloge "temps réel" de bord à une seconde près par rapport au temps GPS (principalement en raison des délais de saisie et de transmission des télémessures). Au final, le recalage des horloges s'est effectué grâce à l'observation simultanée (par le module de commande, le module de pointage fin et l'électronique d'acquisition) des variations de la tension d'alimentation générale. Pour éviter ces problèmes, la date GPS du vol 2001 a été distribuée à tous les modules de pointage. Concernant la datation des trames scientifiques, les pulses correspondant au début d'une minute GPS ont été mis à zéro afin d'augmenter la périodicité (c.à.d l'indétermination) d'une seconde à une minute.

- La nacelle a pu être lancée au milieu de la fenêtre de trois jours (14,15 et 16 juin) que permettait le mécanisme de suivi du Soleil. Le remplacement de ce système par une "tourelle" avec un débattement angulaire plus important a permis d'augmenter la fenêtre de lancement à sept jours et ainsi d'être plus tolérant aux conditions météorologiques de lancement.
- Le blindage passif utilisé pour ce vol (voir le § 3.3.2.2 page 133 et la fig. 3.18 page 135) n'aurait pas réduit suffisamment le bruit de fond instrumental pour permettre la détection du signal diffracté. Un blindage actif (voir le § 3.3.2.2 page 135) a donc été développé pour le vol 2001 (voir fig. 3.19 page 136).

Informatique

- Une erreur dans la commande des vérins de pointage solaire n'a pas permis d'assurer correctement le suivi de la nébuleuse du Crabe. Les procédures ont été entièrement revues et corrigées pour le deuxième vol.
 - L'ergonomie des logiciels de télécommandes/télémessures scientifiques a été améliorée (modifications mineures).
 - L'enregistrement et l'analyse en temps réel des données scientifiques nécessitent la duplication du signal sur cinq ordinateurs. Lors du premier vol, ce signal était simplement distribué directement (limande avec 5 prises) aux cartes d'acquisition. Ce montage fonctionnait en connexion directe avec l'électronique de vol. Malheureusement, le répéteur fourni par le CNES (recopie du signal après la transmission radiofréquence) ne pouvait pas supporter la charge de cinq cartes d'acquisition sur la même voie (effondrement du signal). Ce problème, découvert le jour du vol, a été résolu en branchant les trois ordinateurs d'enregistrement sur la voie principale et les deux autres sur une voie de mesure TTL, reconvertie en RS-232. Pour le vol 2001, un répéteur RS-232 à cinq voies a été intercalé entre la sortie CNES et les cartes d'acquisition.
-

Système optique de pointage

- Le télescope central permettant le report de l’axe lentille vers le système de pointage présentait un champ de vue trop faible (2° au lieu de 4°) pour visualiser le Soleil pendant le pointage du Crabe. Les pointages se sont donc effectués à partir d’une extrapolation de la caractérisation du mécanisme de pointage, dans un domaine où le Soleil était visible par la caméra centrale. D’autre part, l’empilement de filtres et de lentilles a induit des images parasites, dégradant la résolution optique du télescope. Enfin, le mode d’acquisition de la caméra CCD (temps d’exposition automatique) a engendré une modulation des niveaux de gris, rendant plus délicat le barycentrage précis du Soleil dans le champ. De ce fait, le télescope central a été entièrement reconçu (système plus simple, léger et de meilleure qualité optique), une caméra “grand champ” a été ajoutée pour permettre une visualisation des décalages angulaires “vrais” du Soleil pendant le pointage Crabe. Enfin, le mode de fonctionnement de la caméra CCD a été modifié de façon à fixer le temps d’intégration.

La lentille

- Étant donné le temps d’exposition disponible, la lentille n’a pas pu être testée durant ce vol. Cependant, le manque de temps (et de cristaux adéquats) n’a pas permis de compléter les deux derniers anneaux de la lentille (anneaux 6 et 7), induisant une réduction de son efficacité d’environ 15%. Ceux-ci ont pu être remplis pour le vol 2001.

Finalement, la quasi-totalité des systèmes ont montré un comportement nominal et des solutions ont pu être trouvées concernant les dysfonctionnements constatés.

La durée utile d’observation sur le Crabe a été réduite à 45 min. Étant donné le niveau de bruit de fond instrumental relativement élevé, aucune détection des photons diffractés n’a été possible. Le pointage Crabe étant devenu impossible pendant les deux dernières heures du vol (problème sur la commande des vérins de pointage solaire), la lentille a alors été pointée sur différentes tâches solaires grâce à la lunette centrale. L’objectif était d’observer en γ une éventuelle éruption solaire (qui n’a malheureusement pas eu lieu). Néanmoins, quelques résultats d’analyse du bruit de fond peuvent être obtenus et sont résumés dans la section suivante.

3.4.2 Analyse du bruit de fond

La figure 3.23 donne les spectres enregistrés au plafond (temps d’exposition de 5^h35^{min}), pour différentes configurations :

1. Tous les événements, toutes multiplicités.
2. Événements simples et doubles.
3. Événements simples.
4. Événements simples dans le détecteur 5 (central).

Les flux observés ont de plus été normalisés par le volume du détecteur.

La comparaison entre les deux premiers spectres montre qu’il existe très peu d’événements avec trois ou plus interactions dans cette gamme en énergie (en dessous de 600 keV).

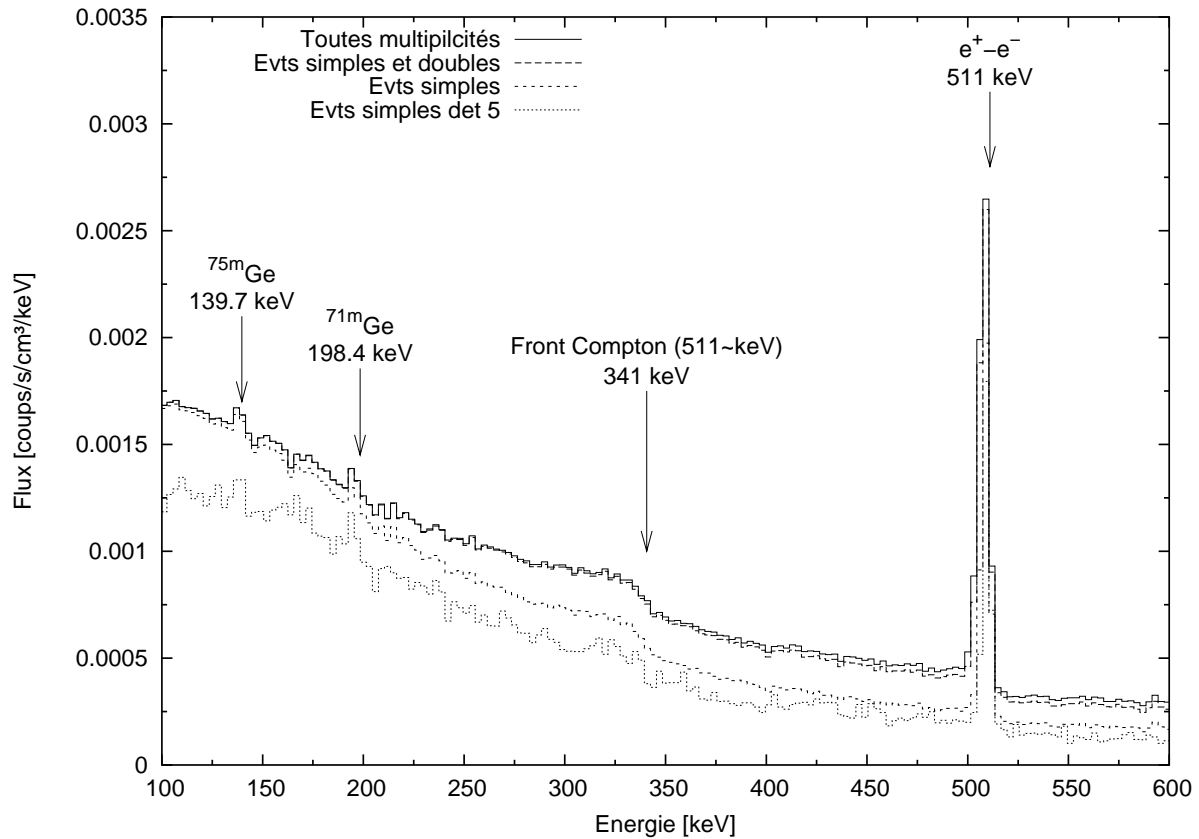


FIG. 3.23: Spectres enregistrés au plafond pendant le vol 2000

Ceci se comprend tout à fait puisqu'il est très peu probable que des photons d'énergie inférieure au MeV puissent interagir trois fois (ou plus) en déposant des énergies supérieures à 100 keV (seuil de comptage des événements).

Sans surprise non plus, le spectre des événements simples+doubles est plus dur que celui des événements simples uniquement, traduisant l'augmentation du libre parcours moyen avec l'énergie du photon.

Considérer les événements simples du détecteur 5 uniquement revient en fait à utiliser les 8 autres détecteurs (disposés autour) comme blindage d'anti-coïncidence. Ce blindage est évidemment très partiel, ne couvrant que les côtés du détecteur mais permet une réduction d'environ 15% du bruit de fond.

Comparé à d'autres expériences ballons ayant embarqué des détecteurs germanium (GRIS, HIREGS par exemple), le spectre enregistré ne comporte que très peu de raies. La raie d'annihilation (511 keV) domine le spectre, sa forte intensité étant probablement due aux décroissances β^+ et aux cascades électromagnétiques dans le matériel passif, notamment le collimateur. Globalement, la contribution des cascades hadroniques ou électromagnétiques devrait être fortement réduite par un système d'anti-coïncidence (détection du passage de la particule chargée dans le blindage). Lorsqu'un photon interagit par effet Compton dans un détecteur, il cède une partie de son énergie à un électron atomique, le reste étant l'énergie du photon dévié. Le libre parcours moyen de l'électron étant très faible son énergie est toujours collectée par le détecteur en question, tandis que le photon

diffusé peut plus facilement s'échapper. L'énergie de l'électron varie entre 0 et $\frac{E}{1+(511/2E)}$, où E est l'énergie (en keV) du photon incident. L'énergie maximale correspondant à une interaction Compton partielle (échappement du photon diffusé) est ainsi de 341 keV pour un photon incident de 511 keV. Étant donné le flux important à cette énergie, ce *front Compton* est visible sur les spectres.

Enfin, les raies isomériques du germanium (à 139 et 198 keV) sont à peine discernables pour principalement deux raisons :

- Le niveau du continuum est trop élevé pour les discriminer du bruit de fond.
- L'intensité de ces raies est liée au flux de neutrons produits dans le matériel passif environnant (principalement le collimateur). La masse de ce dernier étant relativement faible, le flux de neutrons secondaires n'est pas suffisant pour produire des raies dominant le continuum.

La présence d'un blindage actif devrait fortement réduire le niveau du continuum. Ces raies isomériques n'étant pas affectées par le système d'anti-coïncidence (temps de vie supérieure à la fenêtre de veto), leur intensité relative devrait fortement augmenter avec l'utilisation d'un blindage actif.

Cette discussion sur le bruit de fond enregistré pendant le vol 2000 est évidemment très succincte et a essentiellement permis de vérifier le bon fonctionnement du détecteur et de la chaîne d'acquisition. Ces résultats permettront aussi de comparer les spectres obtenus dans des conditions d'observation similaires mais en utilisant un blindage passif (vol 2000) ou un blindage actif (vol 2001).

Chapitre 4

Analyse du vol 2001

Les chapitres précédents ont permis de décrire la lentille et les équipements nécessaires aux vols stratosphériques. Le premier vol technologique a eu lieu le 15 juin 2000 mais n'a malheureusement pas permis de tester les performances de la lentille γ . Le 14 juin 2001 un second vol a été effectué dans des conditions très semblables. Lors de ce dernier vol, tous les équipements ont montré un comportement nominal. Les données recueillies constituent donc la base d'une étude détaillée devant mener à une caractérisation du fonctionnement de la lentille en conditions d'observation astrophysiques. Avant d'aboutir à ce résultat, une analyse précise du pointage effectif de la lentille (sur le ciel et sur le détecteur) est nécessaire. Ce chapitre reprend les différentes étapes de l'analyse ainsi que les méthodes employées pour répondre à ces questions.



FIG. 4.1: Trajectoire du vol CLAIRE du 14 juin 2001

Chronologie du vol Ce petit paragraphe reprend de façon très factuelle quelques points essentiels du vol 2001. La chronologie de ce vol (table 4.1 page suivante) permet d'identifier quatre principales phases de vol (du point de vue des données scientifiques) :

1. Mesures et tests au sol : de 4h50 à 6h29 TU.

2. Ascension de la nacelle : de 6h29 à 9h00 TU.
3. Temps utile au plafond : de 9h00 à 14h20 TU.
4. Fin de vol : de 14h21 à 14h31 TU.

La trajectoire du vol est représentée en fig. 4.1 page précédente.

Heure TU	Evènements	Heure locale
1h30	Briefing météo	3h30
3h18	Sortie de la nacelle, début des vérifications TM/TC	5h18
4h47	Transport sur l'aire de lancement	6h47
	Début des télémesures scientifiques	
5h39	Début de gonflage du ballon principal	7h39
6h29	Lancement	8h29
8h02	Début des procédures de stabilisation primaire	10h02
9h02	Arrivée au plafond (41 km, 2,8 hPa)	11h02
	Début des procédures de pointage fin	
9h28	Premier pointage du Crabe	11h28
9h39	Alerte sursaut solaire (groupe 9489)	11h39
9h45	Pointage sur la tâche solaire	11h42
9h52	Fin du sursaut	11h52
	Procédure de pointage Crabe	
10h27	Pointage Crabe	12h27
10h57	Résonance du pointage, arrêt	12h57
11h10	Pointage Solaire	13h10
11h30	Pointage Crabe	13h30
13h05	Recalage des positions de référence, résonance	15h05
13h39	Pointage Crabe	15h39
14h20	Arrêt du pointage, séquence de repli et d'arrêt avant séparation	16h20
14h31	Arrêt de l'acquisition scientifique	16h31
14h50	Séparation	16h50
15h12	Atterrissage dans la région de Bergerac	17h12

TAB. 4.1: Chronologie des évènements clés du vol du 14 juin 2001

Durant ce vol, tous les équipements ont montré un comportement nominal avec de bonnes performances de pointage (étudiées plus en détail dans les sections suivantes). L'atterrissage s'étant effectué avec un parachute au lieu de trois, la plate-forme inférieure a été très endommagée suite à la violence de l'impact (décélération estimée à 50 g).

4.1 Mise en forme des données

Après le vol, les données scientifiques sont sous la forme de trois fichiers comprenant les trames brutes telles que reçues par les cartes d'acquisition. Afin de pouvoir les analyser, il est nécessaire de les mettre dans une forme plus "pratique". Il faut ainsi dresser la liste

des événements avec, pour chacun, le temps d'arrivée en temps GPS (comparaison avec les trames de pointage), sa configuration (multiplicité, détecteurs activés, vetos éventuels) et son énergie. Certaines informations système sont aussi nécessaires et doivent donc être extraites des trames brutes.

La première étape de la mise en forme des données consiste à reconstituer une trame continue et aussi complète que possible à partir des enregistrements effectués par les trois ordinateurs (trames paires, impaires et redondance, voir la fig. C.1 page 255). Ce traitement de “recollage” et de filtrage des trames ne sera pas décrit ici. Les étapes suivantes sont présentées dans les paragraphes ci-après.

4.1.1 Recalages temporels

L'électronique scientifique possède deux bases de temps propres. L'horloge de datation des événements (horloge OCXO, “Oven Controlled Crystal Oscillator”), précise à $100\ \mu\text{s}$, incrémente un compteur (cycle d'une heure), dont le zéro coïncide avec la mise sous tension de l'électronique. L'horloge temps réel (horloge RTC, “Real Time Clock”), est ajustable depuis le sol avec une résolution de 0.1 ms. Étant donné le délai entre la télécommande et le réglage effectif de cet horloge, sa précision absolue est de l'ordre de 30 s. La seule référence externe et précise est l'enregistrement (en temps OCXO) de la dernière valeur haute d'un pulse par seconde issu du système GPS. De plus, les premiers pulses d'une minute sont mis à zéro. Cette datation est transmise dans les données de “housekeeping” avec une périodicité de 64 trames (soit environ 1,8 s).

La datation consiste donc à trouver une relation entre le temps OCXO de bord et le temps de référence (temps GPS). La méthode se déroule en deux étapes : la création d'un temps continu, synchrone avec les secondes GPS, puis le recalage absolu grâce à l'horloge RTC et au “pulse par minute”.

Synchronisation à la seconde La figure 4.2 montre l'évolution de l'écart à la seconde entière la plus proche de la dernière mesure du pulse GPS en fonction du temps bord (OCXO). Le pulse par seconde (PPS) présente un état haut pendant 200 ms puis un état bas pendant les 800 ms restantes. Lorsque la trame est émise alors que le PPS est dans l'état bas (en moyenne 8 fois sur 10), le temps du dernier état haut correspond à la fin du pulse (avec une précision de 1 ms), situé au bord supérieur de la bande de la figure 4.2. Lorsque la trame est émise dans l'état haut (2 fois sur 10), le temps du dernier état haut se situe jusqu'à 200 ms avant la fin du pulse et correspond aux différents points de la bande de 0,2 s de la figure 4.2.

En sélectionnant les datations pour lesquelles le temps du dernier état haut est plus d'une seconde en retard sur le temps de la trame, seules les mesures correspondant au dernier pulse d'une minute sont gardées (puisque le signal PPS est maintenu à zéro pendant les premières secondes d'une minute GPS). La fraction de seconde de ces points, correspondant nécessairement à la fin de l'état haut, peut être ajustée par $\Delta T_{OCXO} = a \cdot T_{OCXO} + b$, avec $a = -9,511^{\pm 0,0061} \cdot 10^{-6}$ s/s et $b = 0,07263^{\pm 0,00011}$ s, relation valide pour tous les temps OCXO, pas nécessairement ceux du dernier pulse par minute. Le facteur de dérive a correspond à l'écart de fréquence de l'oscillateur par rapport à sa fréquence nominale. Le terme b permet un recalage par rapport à la seconde entière. À partir de cet ajustement,

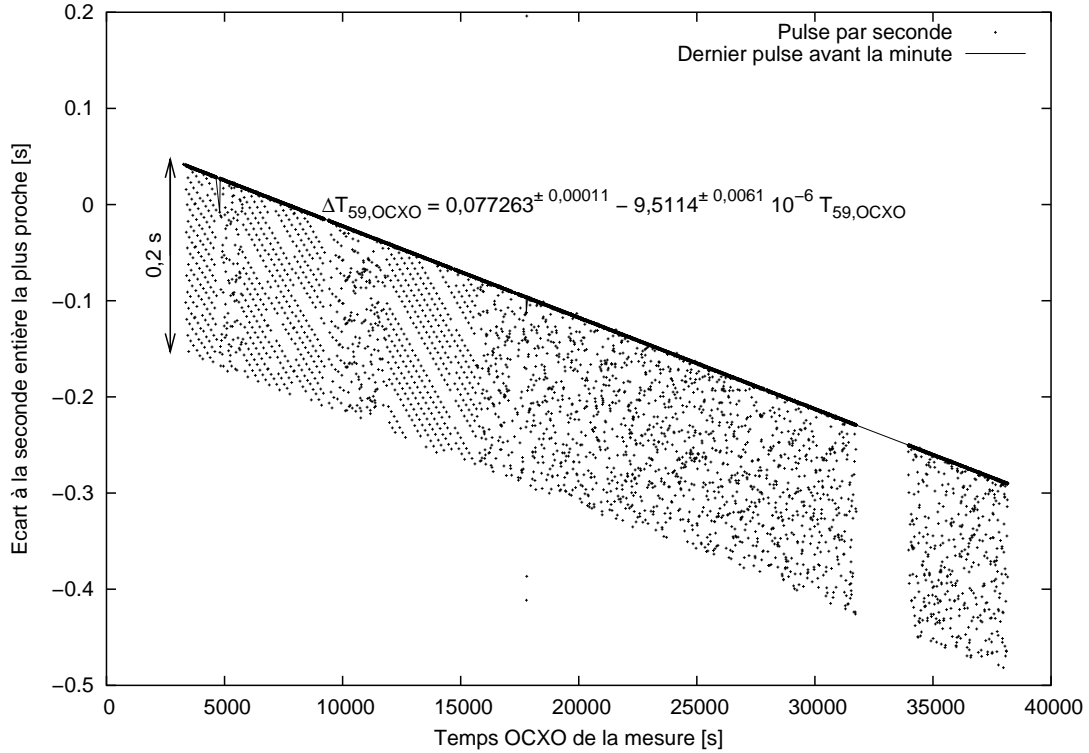


FIG. 4.2: Écart à la seconde entière la plus proche du pulse par seconde en temps bord. La fraction correspondant à la dernière seconde avant la minute est ajustée par une variation linéaire donnée sur le graphique. La largeur de 0,2 s correspond à la largeur du pulse GPS.

on peut définir un temps synchronisé à la seconde par :

$$\begin{aligned} T_{synchro} &= T_{OCXO} - \Delta T_{OCXO} \\ &= (1 + 9,511^{\pm 0,0061} 10^{-6}) \cdot T_{OCXO} - 0,07263^{\pm 0,00011} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Recalage absolu Nous avons donc maintenant un temps “battant” la seconde comme le temps GPS de référence. Il reste donc à trouver la différence (en seconde entière) entre ce temps synchronisé et le temps absolu de référence (temps GPS). D’après les ajustements effectués pendant le vol, l’horloge RTC est *en avance* de 20 à 40 s sur le temps GPS. Ainsi le temps synchronisé du dernier pulse d’une minute ($T_{59,synchro}$), additionné d’une seconde, correspond à la première seconde de la minute entière donnée par l’horloge RTC au même instant. Concrètement, d’après les données :

$$\begin{aligned} \Delta T_{synchro} &= 60 \cdot E\left(\frac{T_{59,RTC}}{60}\right) - (T_{59,synchro} + 1) \\ &= 60 \cdot E\left(\frac{T_{59,RTC}}{60}\right) - (1 + 9,511 10^{-6}) \cdot T_{59,OCXO} - 0,92737 \\ &= 14084 \text{ s , valeur constante au cours du vol (comme il se doit...) ,} \end{aligned} \quad (4.2)$$

où $E(T)$ représente la partie entière et T_{RTC} est exprimé en s.

Nous avons alors tous les éléments pour calculer le temps GPS à partir du temps bord :

$$\begin{aligned} T_{GPS} &= T_{synchro} + \Delta T_{synchro} \\ &= (1 + 9.511 \cdot 10^{-6}) \cdot T_{OCXO} + 14083,9274 \text{ s} \end{aligned} \quad (4.3)$$

4.1.2 Calibrations énergétiques

Les calibrations énergétiques (correspondance énergie-canal d'échantillonnage) sont calculées à partir des mesures effectuées le matin du vol sur le site de lancement. Une source d' ^{152}Eu étant placée devant la matrice de détection, les données sont enregistrées via l'électronique de bord et le système de télémessure tels que décrits précédemment. L' ^{152}Eu est un isotope radioactif de 13,4 ans de demi-vie, dont les principales énergies de désintégration, ainsi que leur taux d'embranchement (c.à.d le nombre moyen de photons émis à cette énergie pour 100 désintégration du noyau) sont donnés dans la table 4.2. Étant donné le flux incident, l'efficacité des détecteurs et le niveau de bruit de fond, seuls

Énergie keV	Taux d'embranchement %	Taux d'embranchement (100% pour 121,78 keV)
121,78	28,2	100
244,7	7,4	26,24
344,28	26,4	93,62
411,12	2,3	8,16
444	3	10,64
778,9	13	46,1
867,38	4,2	14,89

TAB. 4.2: Énergies de désintégration de l' ^{152}Eu et coefficients d'embranchement

les quatre pics les plus importants (121,8 ; 244,7 ; 344,28 ; 778,9) sont détectables dans les spectres enregistrés (voir la figure 4.3 page suivante pour le spectre de calibration ajusté). Après ajustement gaussien de ces quatre raies de calibration, l'évolution du canal central de la raie en fonction de son énergie peut être déterminée. La figure 4.4 page 153 montre cette évolution ajustée par une calibration linéaire (graphique supérieur), les résidus de l'ajustement étant indiqués sur le graphique immédiatement inférieur. L'évolution de la largeur à mi-hauteur des pics, ajustée linéairement, est représentée sur le troisième graphique.

Les résidus de calibration sont typiquement de 0,1 à 0,2 keV. Ces erreurs résiduelles de calibration pourraient probablement être réduites par une calibration polynomiale. Néanmoins, avec uniquement quatre points de mesures, un degré d'interpolation plus élevé réduirait certes la variance mais au prix de l'augmentation du biais du modèle. D'autre part, ces erreurs sont tout à fait acceptables dans l'optique de la détection d'une raie de quelques keV autour de 170 keV.

La résolution des détecteurs (FWHM) est sensiblement moins bonne (typ. 2 à 3 keV à 170 keV) que les données constructeur et les mesures effectuées en laboratoire (raies typ. 0,5 à 1 keV plus larges). Cet élargissement augmente "en diagonale" du détecteur 3 (1,98 keV) au détecteur 7 (3,0 keV). D'autre part, la largeur à mi-hauteur des raies de

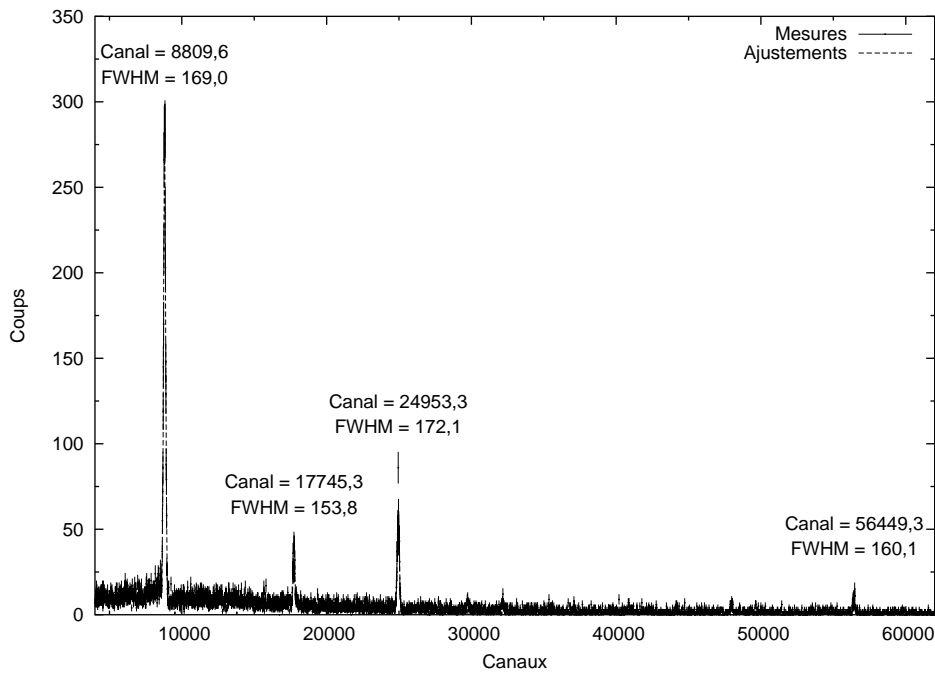


FIG. 4.3: Spectre de calibration du détecteur 5

calibration est généralement compatible avec une fonction constante ou très légèrement croissante (l'évolution décroissante du détecteur 8 est probablement due à une erreur d'ajustement pour la raie à 778 keV), alors qu'une tendance croissante plus importante est habituellement observée dans les détecteurs Ge. Cette dégradation de la résolution des détecteurs est apparue quelques jours avant le lancement, lors de l'assemblage final du système de détection. Les mesures alors effectuées ont montré une augmentation du bruit sur les câbles reliant les détecteurs à l'électronique d'acquisition (principalement sur les détecteurs 1, 4 et 7). Ce problème a partiellement pu être résolu par filtrage du signal mais son origine exacte reste indéterminée. Les mesures de calibration semblent indiquer que la même dégradation concerne les données du vol. Néanmoins, de même que pour les erreurs de calibration, elle ne devrait pas affecter la validité des résultats.

Ces calibrations étant déterminées à partir de mesures faites au sol juste avant le lancement, il est nécessaire de pouvoir vérifier leur stabilité au cours de l'expérience. Dans l'électronique de bord, les signaux issus des détecteurs sont amplifiés et mis en forme par des systèmes analogiques séparés, puis multiplexés et numérisés par un échantillonneur 16 bits. En plus des 9 détecteurs, une dixième voie est utilisée pour numériser une tension de référence. Cette mesure, effectuée pour tous les événements, permet ainsi de tester la stabilité de la chaîne à partir de la conversion analogique-numérique. La figure 4.5 page 154 donne l'évolution temporelle, et l'histogramme correspondant, du codage de cette tension de référence (avec et sans prise en compte des événements vetos). Lorsque tous les événements sont conservés, la conversion présente une distribution essentiellement bimodale. Dans 93,3% des conversions, le canal d'échantillonnage se situe autour de 64217 avec une dispersion équivalente à 0,074 keV (calculée à partir des données de calibration du détecteur 5 mais le résultat est très proche pour les autres détecteurs, les tailles énergétiques

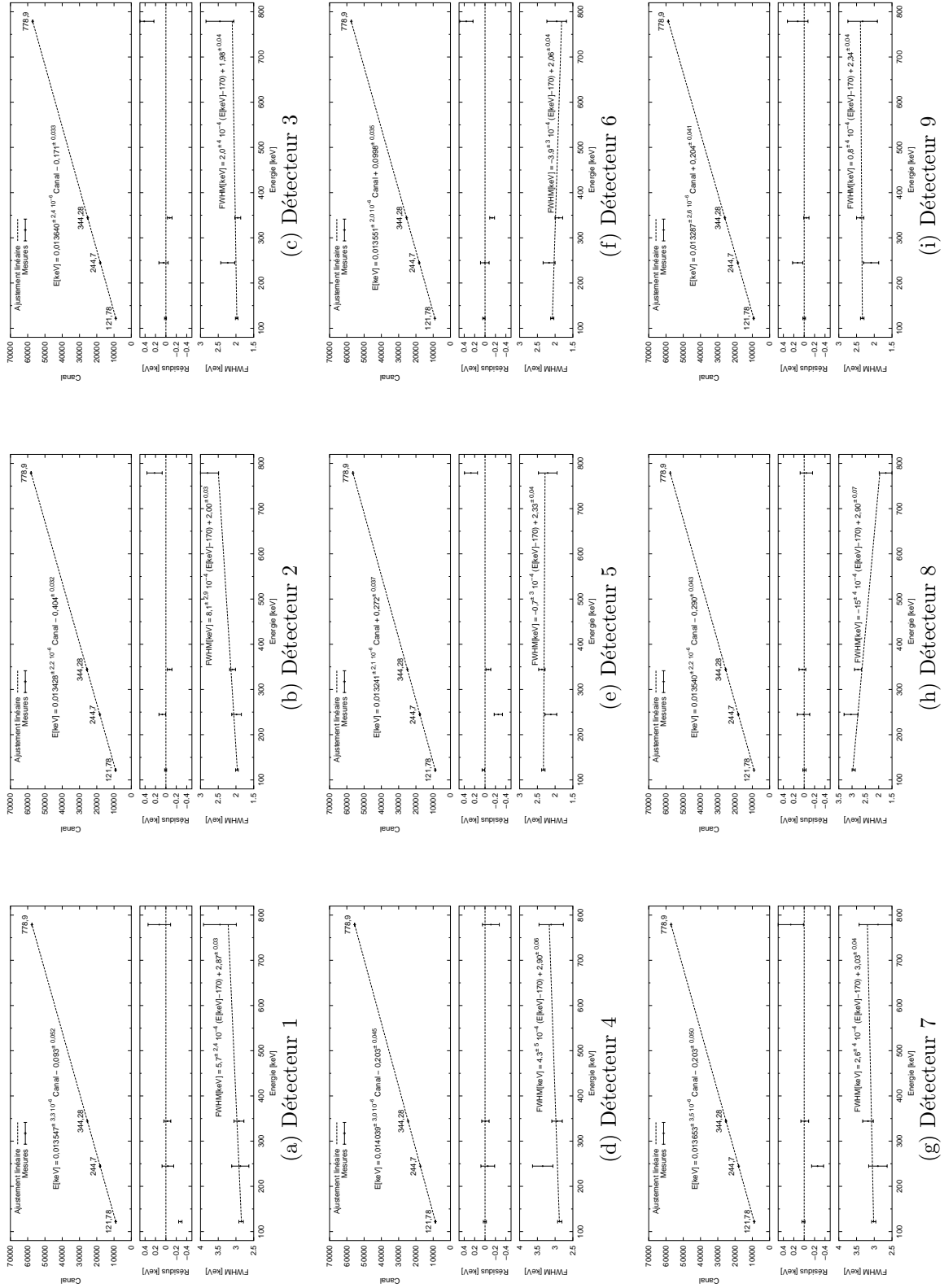
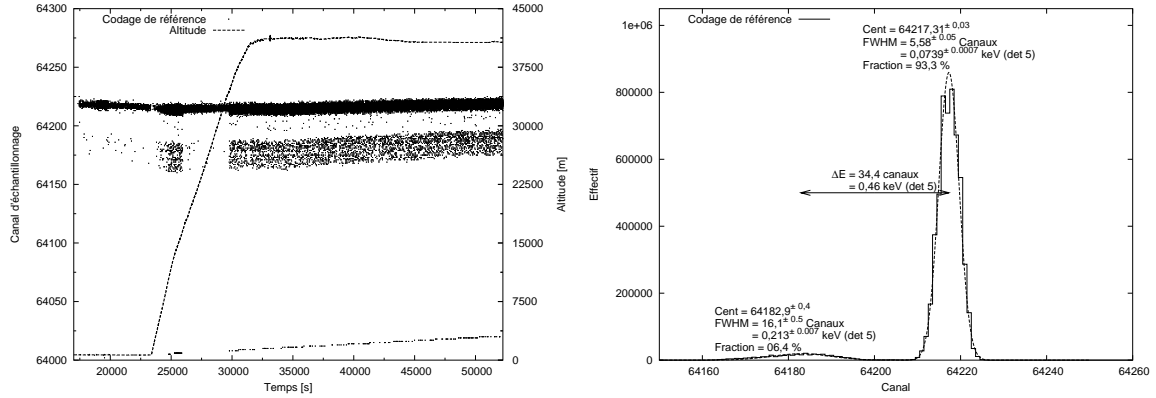
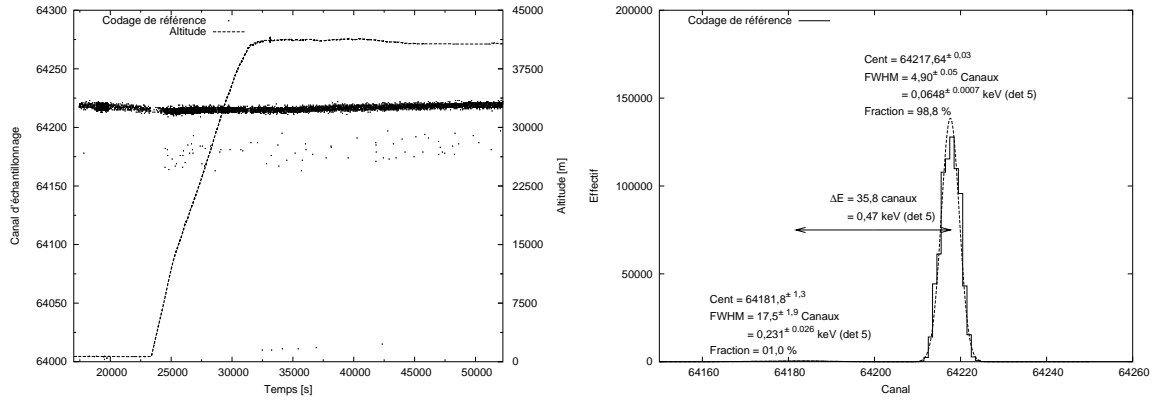


FIG. 4.4: Calibrations de la matrice germanium pour le vol 2001



(a) Tous évènements



(b) Après réjection des évènements marqués (veto)

FIG. 4.5: Stabilité de numérisation de l'électronique de vol. Le graphique de gauche représente l'évolution temporelle du codage de la tension de référence au cours du vol. L'altitude de la nacelle a été ajoutée afin de repérer les différentes phases du vol. Le graphique de droite donne l'histogramme du codage de référence (centré sur les deux pics les plus importants), ajusté par une distribution gaussienne bimodale.

des canaux étant quasiment identiques). Dans 6,4% des cas, la conversion donne un résultat, faux, équivalent à une énergie environ 0,5 keV plus basse. Lorsque les évènements “vetos” (c.à.d marqués par le système bord, voir le § 4.1.3 page suivante) sont rejetés (cas usuel de l'analyse), les proportions de ces deux pics deviennent respectivement 98,8 et 1%, avec une dispersion plus faible (0,065 keV pour le pic le plus important). Ces différences montrent que les erreurs de numérisation sont probablement dues à un codage partiel suite à un intervalle de temps trop court par rapport à l'évènement précédent (remise à zéro incomplète du codeur), repéré par le veto “RAZ23” (voir § 4.1.3 page ci-contre).

Finalement, la stabilité de conversion apparaît très bonne (0,065 keV ou 76 ppm FWHM) dans 99% des évènements. Compte tenu des précisions requises, aucune correction supplémentaire n'est nécessaire.

4.1.3 Temps mort

Lors de l'acquisition, le système n'est pas en permanence en mesure de traiter correctement les données. Cette fraction de temps, appelée temps mort, a plusieurs sources dans la chaîne d'acquisition de CLAIRE :

- La perte de trames : le système sol ne recueille pas l'intégralité des trames construites par le système bord. Cette perte peut être traitée comme un temps mort pour le système d'acquisition.
- Le temps de traitement des événements : lorsque le processeur effectue les diverses opérations suivant l'arrivée d'un événement, il est indisponible pour d'autres traitements.
- Temps de remise à zéro du système : après le traitement d'un événement, il est nécessaire de réinitialiser certains composants (les codeurs analogique-numérique notamment). Ainsi, les événements acquis moins de $23\ \mu\text{s}$ après un précédent traitement sont marqués (drapeau Raz23).
- Fenêtre d'anti-coïncidence : lorsqu'un dépôt d'énergie est détecté par le système d'anti-coïncidence, les événements sont rejetés pendant $3\ \mu\text{s}$ afin de se prémunir du bruit de fond induit.
- Événements saturants : afin d'améliorer la résolution énergétique, un système de *restauration de ligne de base* permet d'accélérer la remise à zéro du niveau de référence après la mise en forme des signaux (réduction du risque d'empilement des signaux). Lorsqu'un événement très énergétique est détecté, ce système passe "hors limites" et nécessite un temps plus long pour sa remise à zéro. Deux réjections sont alors possibles : BLROOR (Base Line Restoration Out Of Range) pour signifier une saturation du système, et BLROOR50 pour les événements incidents moins de $50\ \mu\text{s}$ après cette saturation (temps de réinitialisation).

Parmi ces sources de temps mort, les deux premières sont "inévitables", dans le sens qu'elles affectent l'acquisition quelle que soit la configuration des événements retenus. Les autres sources de temps mort ne proviennent pas d'une incapacité à traiter l'information, mais de "marges de sécurité" afin de se prémunir de traitements imparfaits. Lors du vol 2001, tous les événements (avec ou sans vetos) ont été enregistrés (pendant la phase d'observation du Crabe). Dès lors, suivant que les événements marqués d'un veto sont pris en compte ou non dans l'analyse a posteriori, les trois dernières sources de temps mort n'ont pas toujours à être calculées.

Quelle que soit l'origine du temps mort, les pertes sont liées au flux global traité par l'électronique. L'évolution de la charge de données à traiter peut être visualisée sur le graphique 4.6 page suivante. Il représente l'évolution des taux de comptage vus par le système d'anti-coïncidence (différencié suivant les quatre ensembles de blindage actif), ainsi que le flux d'événements transmis au sol par l'électronique. Ce graphique montre plusieurs comportements, correspondants aux différentes phases du vol :

- Mesures sol : le flux est globalement constant (2000 cps/s pour le blindage et 20 évt/s transmis). L'augmentation des flux à partir de 19000 s (blindage : 6200 cps/s et 150 évt/s transmis) est liée aux mesures de calibration présentées précédemment.
- Décollage et ascension : au sol, l'essentiel du bruit ambiant est émis par la Terre. Lors de l'ascension, ce bruit de fond tellurique diminue (absorbé par l'air), tandis

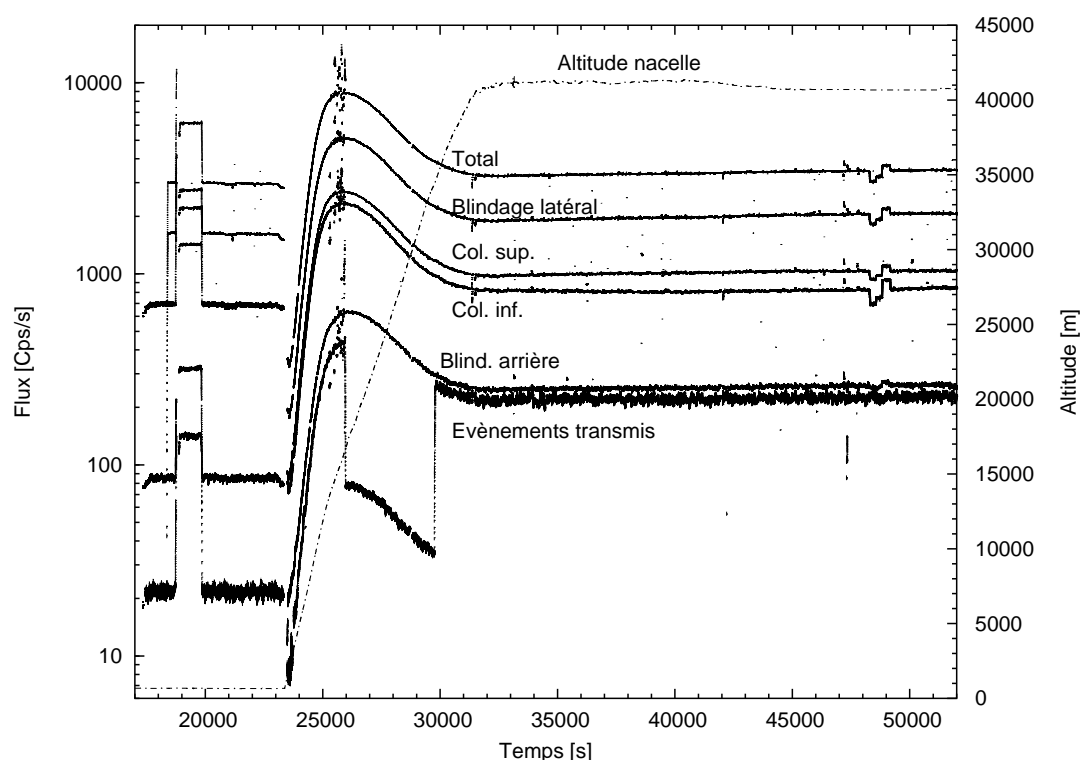


FIG. 4.6: Évolution des flux transmis et détectés par le système d'anti-coïncidence

que la densité de photons secondaires issus du rayonnement cosmique augmente. Ces évolutions expliquent la baisse des flux suivant immédiatement le décollage (avec un minimum autour de 2000 m d'altitude) puis leur augmentation. Quand un rayon cosmique pénètre dans l'atmosphère, il produit une cascade de particules de moins en moins énergétiques, jusqu'à être absorbées par l'atmosphère. Ainsi, il existe une altitude pour laquelle le flux de rayons gamma entre 10 keV et quelques MeV est maximum. Cela se traduit dans les évolutions temporelles par un maximum correspondant à une altitude d'environ 15 km (maximum de Pfotzer, voir [Ling, 1974] et [Ling, 1975] pour une étude plus détaillée des distributions spatiales du flux gamma atmosphérique). Pour alléger le traitement des trames (et ainsi limiter les pertes) pendant cette période de fort flux, la réjection des événements a été faite à bord pendant 5000 s avant d'arriver au plafond (baisse du flux d'événements transmis).

- Plafond : les taux de comptage au plafond sont globalement constants (en fait légèrement croissants) avec un flux de 3300 cps/s issu du blindage et 200 évts/s transmis au sol.

Pertes de trames Comme nous allons le voir, l'électronique de bord s'est avérée être notablement occupée par le traitement des événements incidents. Dans ces conditions, les trames peuvent être transmises incomplètes ou avec une mauvaise configuration (typ. absence ou décalage du mot de synchronisation). La carte d'acquisition sol ne pouvant interpréter ces trames, elles sont rejetées, d'où une perte de données. Cette perte peut

être quantifiée en comparant le nombre de trames reçues au nombre de trames construites (identifiées par leurs numéros de mif et de maf). La figure 4.7 donne les évolutions temporelles de ce taux de perte en pourcentage des trames envoyées (échelle de gauche), ainsi que la fréquence de réception de ces trames (en Hz, échelle de droite). Cette figure permet

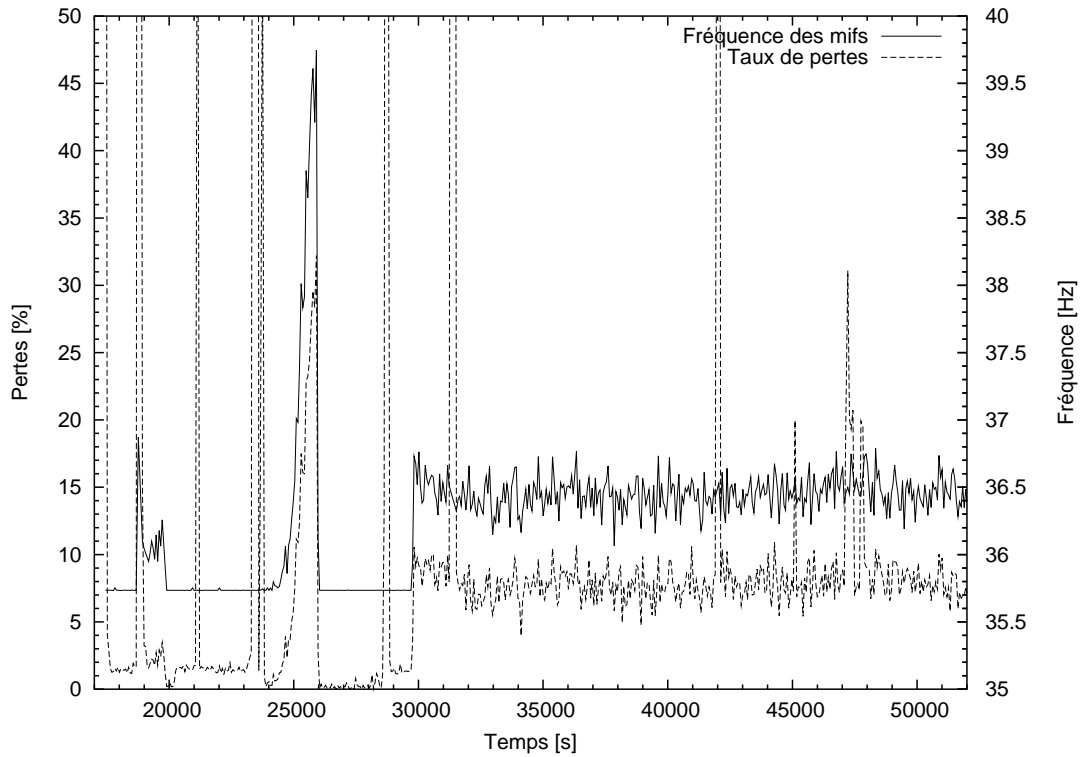


FIG. 4.7: Trames perdues (en % des trames envoyées) et fréquence de réception.

d'identifier clairement :

- La corrélation entre la fréquence des trames, les pertes et le taux d'occupation de l'électronique bord : l'augmentation du volume de données à traiter se traduit par une accélération du débit des trames et par un taux de pertes plus important.
- Les ruptures brèves de télémetries (pic de pertes).
- La traversée du maximum de Pfozzer (jusqu'à 30% de pertes) et l'amélioration due à la réjection bord des événements.

Pendant le vol au plafond, les pertes et vitesses des trames peuvent être considérées comme constantes. $7,1^{\pm 1}\%$ des trames émises (soit 7,6% des trames reçues) sont perdues, avec une fréquence moyenne de 36,4 Hz (soit 27,5 ms/mif). Ce taux de pertes est assez conséquent, traduisant une forte occupation du système.

Mesures de temps mort Parmi les sources identifiées de temps mort, l'occupation processeur, la fenêtre de coïncidence et la réinitialisation de la ligne de base (BLROOR et BLROOR50) sont directement accessibles dans la télémesure. En effet, une horloge à 10 kHz incrémente un compteur du nombre d'états hauts des signaux précédents. Ce compteur est lu, remis à zéro puis sa valeur transmise avec une périodicité de 16 mifs.

Connaissant la fréquence des mifs, il est alors possible d'en déduire la fraction de temps correspondant à ces drapeaux (c.à.d le temps mort). En pratique, le temps mort correspondant à une valeur de compteur de N est donné par $\tau = N * f_{mif} / (16 * 10^4)$, avec f_{mif} la fréquence des mifs en Hz (environ 36,4 au plafond). La figure 4.8 donne les temps

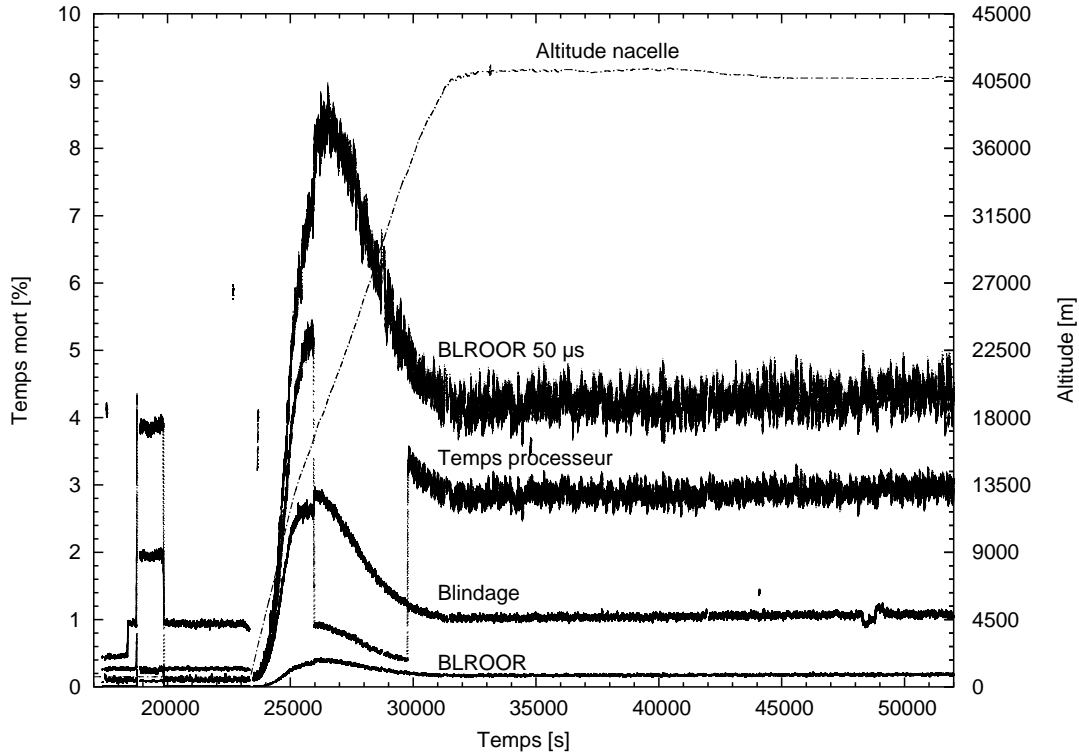


FIG. 4.8: Temps morts mesurés par l'électronique.

morts calculés en % du temps "réel". Comme précédemment, ce graphique montre une forte augmentation du temps mort à la traversée du maximum de Pfozter et une forte réduction du temps de traitement des événements par réjection à bord. Comme vérification, on constate que le temps mort relatif au blindage (1,0% au plafond) correspond au flux des pulses du blindage actif (3400 cps/s) par le délai de coïncidence ($3 \mu s$).

Concernant le temps mort de réinitialisation de l'électronique (Raz23), il peut être estimé en considérant le flux d'événements transmis. Lorsqu'aucune réjection n'est effectuée à bord, tous (et uniquement) ces événements sont affectés d'un délai de garde de $23 \mu s$. Étant donné un flux moyen transmis de 223 cps/s au plafond, le temps mort Raz23 vaut $223 * 23 \cdot 10^{-6} = 0,51\%$. D'autre part, ce délai est, dans ce cas, *toujours* placé après le traitement de l'événement, on peut donc le considérer comme un ajout au temps de traitement.

Finalement, les valeurs de temps morts au plafond sont les suivantes (en pourcentage du temps réel) :

- Pertes de trames : $7,1^{\pm 1}\%$
- Restauration de la ligne de base saturée dans les dernières $50 \mu s$ (BLROOR50) : $4,3^{\pm 0,2}\%$

- Temps de traitement des données : $2,9^{\pm 0,1}\%$, soit $130 \mu\text{s}$ en moyenne par évènement ($3,4^{\pm 0,1}\%$ soit $153 \mu\text{s}/\text{évt}$ si on ajoute Raz23).
- Fenêtre d'anti-coïncidence : $1,0^{\pm 0,02}\%$
- Remise à zéro de l'électronique (Raz23) : $0,51^{\pm 0,03}\%$.
- Restauration de la ligne de base saturée (BLROOR) : $0,18^{\pm 0,009}\%$

Avant de pouvoir ajouter ces différentes valeurs, il faut estimer leur interdépendance. En effet, certains types d'évènements peuvent induire plusieurs vetos en même temps. La figure 4.9 montre ainsi les flux pour les évènements enregistrés dans différentes configurations (suivant les drapeaux de réjection). Seules les configurations les plus fréquentes ont été représentées. D'après ce graphique, environ 36% des évènements enregistrés possèdent simultanément les deux drapeaux : Raz23 et BLROOR50. Ces évènements peuvent se produire lors d'une cascade électromagnétique. Le premier évènement, très énergétique, sature le détecteur (BLROOR). Immédiatement après, une partie des autres particules de la cascade sont détectés, alors que Raz23 et BLROOR50 sont en cours. Dans le cas (usuel) où les deux drapeaux sont pris en compte, 36% du temps mort Raz23 est en fait inclus dans BLROOR50. Cette correction de temps, ainsi que la coïncidence blindage-BLROOR50, sont suffisamment faibles pour être négligées devant les incertitudes statistiques sur les autres mesures.

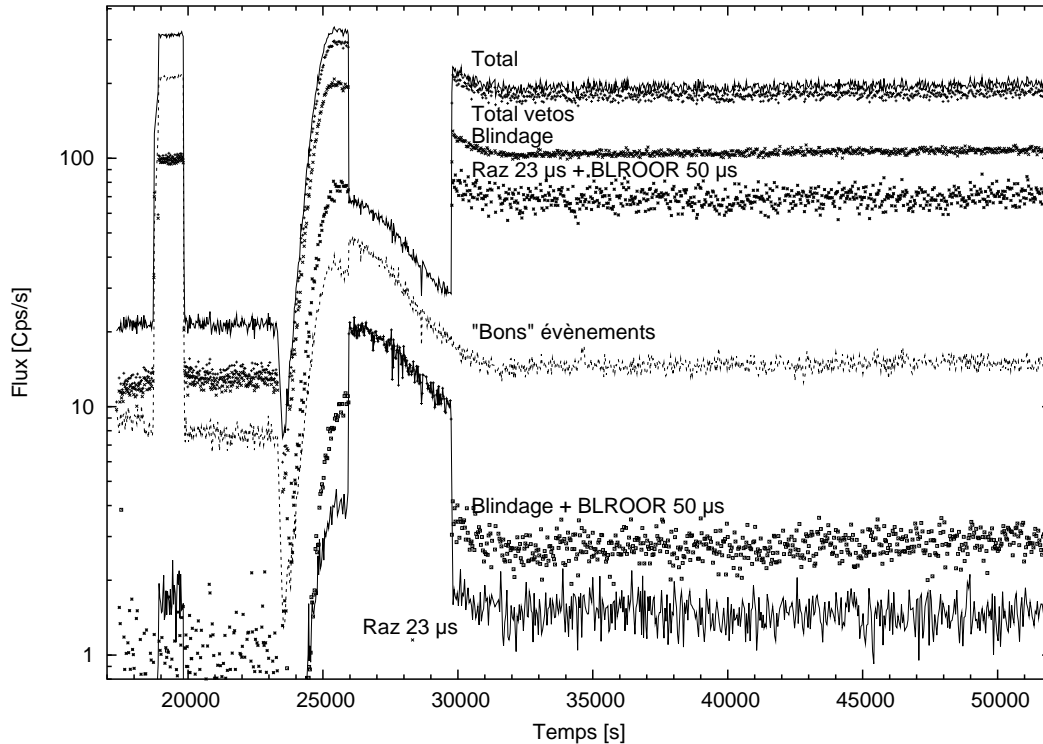


FIG. 4.9: Flux pour les évènements enregistrés dans différentes configurations

Finalement, en considérant donc toutes les sources de temps mort comme indépendantes (Raz23 étant regroupé avec le temps de traitement), le temps mort global au

plafond peut être estimé par :

$$\begin{aligned}
 \tau &= 1 - (1 - \tau_{Trames})(1 - \tau_{BLROOR50})(1 - \tau_{Proc+Raz23})(1 - \tau_{Blindage})(1 - \tau_{BLROOR}) \\
 &= 15,1^{\pm 1\%} \\
 &\approx \tau_{Trames} + \tau_{BLROOR50} + \tau_{Proc+Raz23} + \tau_{Blindage} + \tau_{BLROOR}
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

4.2 Performances du pointage

Dans le cadre de l'analyse et de la discrimination des “bons” évènements, la reconstitution exacte du pointage est primordiale. D'après les simulations du § 2.3.4 page 91, la précision de pointage souhaitée est de l'ordre de la minute d'arc. Les paragraphes suivants présentent les différentes étapes et les résultats de calcul permettant de déterminer précisément le pointage du système décrit dans le § 3.2.2 page 118.

Ces calculs se décomposent en trois étapes :

- La détermination des équations de restitution d'attitude
- La reconstitution des paramètres de pointage à partir des mesures et ainsi calculer les *erreurs de réalisation* à partir de la consigne.
- Le calcul des éphémérides de position du Crabe et du Soleil au cours du vol, c.à.d mesurer les *erreurs de consigne* du système.

Ces points étant déterminés, il est alors possible de calculer les performances absolues de pointage sur le ciel (direction pointée par rapport à la position réelle du Crabe) et sur le détecteur (position de la tâche focale).

4.2.1 Repères et paramétrisation de l'attitude de pointage

De manière générale, le repérage de l'orientation d'un référentiel dans l'espace nécessite la détermination de trois angles. Étant donné le système de pointage utilisé, l'orientation de pointage la plus “naturelle” se base sur les coordonnées locales d'observation astronomiques : azimut et élévation. L'angle supplémentaire pour compléter l'orientation du repère lentille est la *rotation de champ*.

On définit de plus un repère cartésien $(\vec{X}_0, \vec{Y}_0, \vec{Z}_0)$ attaché au repère terrestre :

- \vec{X}_0 vers le Nord géographique
- \vec{Z}_0 vers le zénith
- \vec{Y}_0 pour compléter le repère direct (vers l'ouest)

Le passage de ce repère au repère de pointage se fait par une transformation $(-3,2,-3)$ c.à.d des rotations successives autour de \vec{Z} (sens indirect), \vec{Y} (sens direct) puis \vec{Z} (sens indirect). Le premier angle de rotation est l'azimut (Az, compté positif rétrograde, c.à.d positif du Nord vers l'Est). La deuxième rotation (autour de \vec{Y}) se fait dans le sens direct (de \vec{Z} vers \vec{X}) de l'angle complémentaire à l'élévation (i.e. $90^\circ - El$). Enfin, la rotation de champ (angle RdC) s'effectue dans le sens indirect autour de \vec{Z} (de \vec{Y} vers \vec{X}). Ces paramètres sont définis de façon à correspondre aux repères utilisés par la division ballon du CNES. La figure 4.10 représente ces trois rotations successives.

D'autre part, la direction de pointage est déterminée à partir des angles de visée du senseur solaire (ou de la caméra grand champ) :

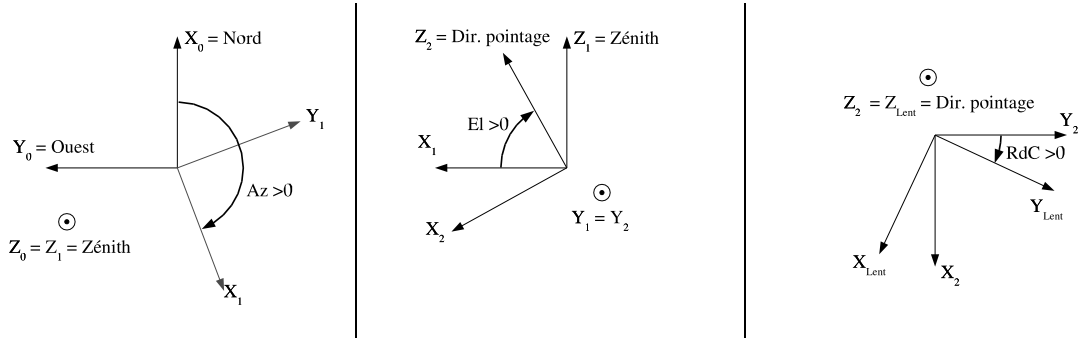


FIG. 4.10: Rotations successives permettant de passer du repère local au repère de pointage (lentille)

- rotation directe autour de l’axe \vec{X} de la plateforme supérieure, appelée *cross-élévation* (*CElv*). Ce mouvement est donc “parallèle” (à la rotation de champ près) à la rotation d’azimut.
- rotation indirecte autour de l’axe \vec{Y} de la lentille, appelée *élévation* *Elv*. Ce mouvement coïncide effectivement avec l’élévation du télescope quand la rotation de champ et la cross-élévation sont nulles.

L’annexe D page 261 reprend plus en détail la définition de ces repères et paramètres. Les transformations de coordonnées d’un repère à un autre y sont aussi données, ainsi que les relations fonctionnelles pour la détermination du pointage à partir des mesures.

4.2.2 Calcul des observables

Les observables regroupent l’ensemble des mesures nécessaires à la reconstitution d’attitude. D’après les calculs précédents, il s’agit de :

- calculs astronomiques.
- la rotation de champ.
- les offsets de visée solaire.

La détermination des positions astronomiques (Soleil et Crabe) font l’objet d’une étude détaillée dans le § 4.2.3 page 168. Concernant les offsets de visée issus du senseur solaire, les mesures effectuées sont directes (à la calibration sol près) et ne demandent pas de correction supplémentaire. Les paragraphes suivant présentent les méthodes de détermination de la rotation de champ et des offsets de visée issus de la caméra grand champ. L’influence du filtre solaire devant la camera “petit champ” (caméra centrale de la lentille) est aussi décrite.

4.2.2.1 Rotation de champ

Physiquement, la mesure de rotation de champ permet de lever l’indétermination de rotation par visée du Soleil (symétrie de révolution). La précision requise sur la détermination de cette mesure dépend donc de la distance du Crabe au Soleil. En prenant une

valeur typique de $1,5^\circ$ d'élongation, une précision de 1 minute d'arc sur la direction de pointage correspond à $0,6^\circ$ de précision sur la rotation de champ.

La méthode retenue est basée sur la détermination locale du vecteur gravité par des inclinomètres. Cette approche a l'avantage d'une relative simplicité (mesure "presque" directe) mais est sensible aux accélérations subies par l'instrument. Néanmoins, les accélérations les plus importantes sont généralement la conséquence de mouvements d'amplitude faible mais de fréquence élevée (l'amplitude de l'accélération est proportionnelle à l'amplitude du mouvement multipliée par *le carré* de la fréquence). La stratégie consiste donc à filtrer les hautes fréquences de façon à éliminer ces accélérations parasites. Dans le cas du pendulage, la direction de l'accélération se confond avec l'axe du pendule, et, dans ce cas, aucune rotation n'est détectée (alors qu'elle existe...). Pendant le vol, cet effet semble assez faible puisque les fréquences correspondantes ne sont pas visibles dans l'analyse fréquentielle des gyroscopes (voir § 4.2.5 page 176).

Pratiquement, le signal en sortie de l'inclinomètre placé sur le cadre lentille est filtré par transformée de Fourier avec une fréquence maximale de 0,5 Hz. L'avantage de ce type de filtrage est de prendre en compte le maximum de points de mesure et de ne pas introduire de déphasage. Il n'est toutefois pas utilisable pendant le vol puisqu'elle nécessite la connaissance de données passées et futures. . . . Pendant le vol, un filtre numérique passe-bas récursif a été utilisé. La gamme admissible de rotation est de $\pm 1^\circ$, ce qui donne son nom à cet inclinomètre : X1. Ensuite, il s'agit de convertir le signal de sortie (en V) en rotation de champ. Un inclinomètre est défini par un *axe sensible* \vec{AS} , la mesure de l'inclinomètre étant alors proportionnelle à $\vec{\Gamma} \cdot \vec{AS}$, où $\vec{\Gamma}$ est l'accélération locale subie par l'instrument. D'après les hypothèses et le filtrage décrit précédemment, $\vec{\Gamma}$ est confondue avec le vecteur gravité, soit colinéaire à \vec{Z}_0 . L'inclinomètre de rotation de champ est monté sur le cadre interne lentille, de façon à être horizontal pour une élévation de 60° (élévation moyenne du Crabe), c.à.d une rotation de 30° autour de l'axe \vec{Y} . On peut de plus introduire un terme de biais d'alignement comme une rotation supplémentaire autour de l'axe \vec{Z} de l'inclinomètre, notée γ . Avec ces définitions, l'axe sensible de X1 est l'axe \vec{Y} du repère lié à l'inclinomètre et, en considérant un biais et une rotation de champ faibles :

$$\vec{Z}_0 \cdot \vec{Y}_{X1} = \sin RdC \cos El + \gamma \sin(El - 60^\circ), \quad \text{d'où} \quad (4.5a)$$

$$\sin RdC = \frac{V_{X1} - \gamma \sin(El - 60^\circ)}{\cos El} \quad (4.5b)$$

Les calibrations effectuées au sol avant le vol donnent :

$$\sin RdC[^\circ] = \frac{2,898 \cdot 10^{-2} - 7,2945 \cdot 10^{-3} U_{X1}[\text{Volts}] - 1,564 \cdot 10^{-4} El[^\circ]}{\cos El[^\circ]} \quad (4.6)$$

Cette relation est compatible avec le modèle en prenant en compte une calibration linéaire de l'inclinomètre et un biais d'alignement de $0,5^\circ$.

Outre les accélérations parasites, la déviation de la verticale locale par rapport au géoïde de référence peut atteindre 1 minute d'arc. Cela se traduit par une incertitude supplémentaire sur la rotation de champ de l'ordre de 2 minutes d'arc pour une élévation de 60° (correction négligeable compte tenu des autres sources d'erreur).

La mesure d'élévation nécessaire pour la détermination de la rotation de champ pourrait en théorie être issue du calcul de pointage (élévation de pointage). Néanmoins, le

problème est alors auto-référent puisque la rotation de champ est nécessaire pour calculer le pointage lentille. De ce fait, on utilise l'élévation donnée par un autre inclinomètre placé sur le cadre lentille. Lors de la procédure de calcul, les deux valeurs (élévations issues de l'inclinomètre et du calcul de pointage) sont comparées et un algorithme récursif permet de déterminer l'élévation lentille donnant l'égalité entre l'entrée (pour la rotation de champ) et la sortie (élévation calculée). En pratique cette contrainte de cohérence n'influe que très peu sur le résultat.

Sur la plate-forme supérieure, une centrale inertielle Litton a été montée (hors boucle d'asservissement) pour des fins de test. Cet élément comporte trois gyromètres et trois accéléromètres montés sur trois axes perpendiculaires avec un alignement meilleur qu'une minute d'arc (documentation constructeur). Avec les mêmes restrictions que pour l'inclinomètre, la mesure des accéléromètres donne la direction du vecteur gravité (cas quasi-statique). On peut donc aussi utiliser cette centrale comme inclinomètre. La mesure des trois accéléromètres permet aussi de déterminer directement l'élévation. Notons aussi que ces mesures ne sont pas limitées en angle et donnent en plus la norme de l'accélération. Dans l'hypothèse de (quasi-)staticité, la direction du vecteur gravité peut évoluer mais sa norme devrait rester constante. Néanmoins, des variations typiques de $\pm 0,2\%$ sont observées, environ dix fois le biais indiqué par le constructeur. Après filtrage passe-bas (moins de 0,02 Hz), ces variations tombent à $\pm 0,07\%$, ce qui indique encore un résidu de composante dynamique. Un filtrage encore plus basse fréquence supprimerait cette perturbation, mais le raccordement de la gamme haute fréquence avec les données gyromètres nécessiterait alors une caractérisation de leur dérive.

Le signal haute fréquence (entre 0,02 et 0,25 Hz) est estimé à partir de la vitesse angulaire mesurée sur l'axe \vec{Z}_{Litton} du gyromètre Litton, corrigée de la vitesse azimutale (projetée sur l'axe \vec{Z}_{Litton}) de la nacelle mesurée par le gyromètre d'axe $\vec{Z}_{Nacelle}$ placé dans la "pyramide" (interface pivot d'azimut-nacelle). Après intégration et ajout à la composante basse fréquence, on obtient une valeur de rotation de champ de la plate-forme supérieure. La précision quantitative des résultats ainsi obtenus est difficile à estimer étant donné que ce composant n'a pas subi d'étalonnage sol et, par manque de temps, la prise en compte des gyromètres (et de leur dérive) s'est réduite à un filtrage passe-bande (entre 0,02 et 0,25 Hz). Néanmoins, les résultats des deux méthodes de calcul de rotation de champ peuvent être comparés afin d'avoir une idée qualitative de leur validité.

Cette fois encore, la détermination de la rotation de champ lentille à partir des mesures Litton est itérative : l'orientation de pointage est d'abord déterminée à partir des informations de l'inclinomètre X1, ce qui permet de déduire l'orientation de la plate-forme supérieure (soustraction des mouvements des cadres de pointage). Par le cheminement inverse, la rotation de champ lentille peut être recalculée à partir de l'azimut et l'élévation de la plate-forme supérieure, de la rotation de champ "Litton" et des mouvements de cadres. Par bissection des deux valeurs et itérations, on détermine ainsi la valeur de rotation de champ lentille permettant d'obtenir la valeur "Litton". La figure 4.11 page suivante compare les résultats du calcul de rotation de champ lentille à partir des informations Litton et inclinomètre X1. D'après ce graphique, les composantes basses fréquences des deux calculs sont identiques (ou presque) ce qui donne l'allure générale cohérente entre les deux évolutions temporelles. Toutefois, l'ajout d'une composante haute fréquence dans le calcul Litton induit des oscillations supplémentaires qui ne sont pas présentes dans le calcul issu

de l'inclinomètre. L'amplitude du mouvement haute fréquence dépend de la phase du vol mais semble typiquement de l'ordre de $\pm 0,5^\circ$. En l'absence de mesures complémentaires, il est difficile de dire si cette composante haute fréquence est réelle mais inobservable par l'inclinomètre (pendulage par exemple) ou si son calcul à partir des gyromètres est erroné. Dans le doute, le "cas pire" sera utilisé, c.à.d avec la composante haute fréquence.

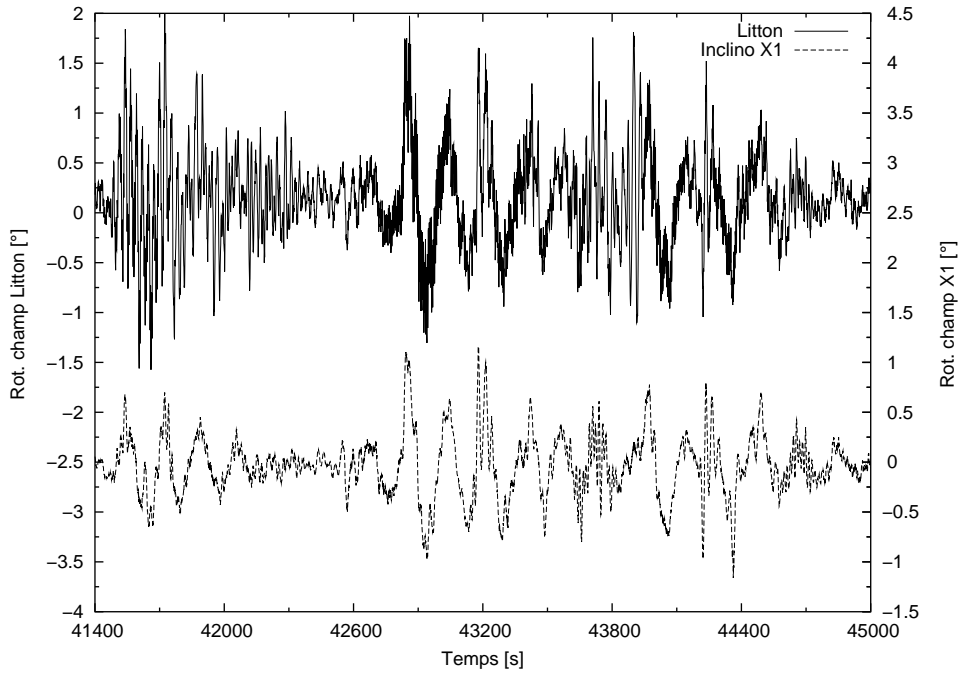


FIG. 4.11: Comparaison des rotations de champ lentille obtenues par l'inclinomètre X1 et la centrale Litton. Par commodité de lecture l'échelle de gauche (Litton) et de droite (X1) ont été décalées. La période choisie (11^h30 12^h30) est typique des évolutions pendant le vol.

Intrinsèquement, la centrale Litton semble fournir des informations de qualité, utiles à la restitution d'attitude. En l'état, les informations des accéléromètres fournissent les mêmes indications (et avec des précisions suffisantes) que les inclinomètres, tout en étant plus simples à déterminer (projection directe du vecteur gravité sur les trois axes). De plus, et dans l'éventualité d'un vol similaire, un bon étalonnage préalable et une étude plus poussée sur la dérive et l'intégration des gyromètres, devraient permettre la détermination de la rotation de champ dans une large gamme de fréquences (à condition aussi d'augmenter la fréquence de lecture, fixée à 1 Hz pour le vol 2001).

4.2.2.2 Angles de visée caméra grand champ

La détermination des angles de visée solaire s'effectue à partir de l'étalonnage de la taille angulaire des pixels du système optique grand champ :

$$\begin{aligned}\rho(x, y) &= p_0 + (x^2 + y^2)p_2 \\ \text{avec } p_0 &= 66,94 \text{ arc secondes} \\ p_2 &= 6,48101 \cdot 10^{-6} \text{ arc secondes/pix}^2,\end{aligned}\tag{4.7}$$

où x et y sont les différences, en pixels, entre le point considéré et le pixel central de la CCD (globalement équivalent au centre optique). La correction en p_2 est une correction de sphéricité, due à la projection plane des coordonnées sphériques (les pixels deviennent “plus larges” vers les bords).

La calcul consiste alors à intégrer cette relation suivant un chemin, images sur la CCD de deux déplacements perpendiculaires sur le ciel, permettant de passer du point image de l’axe lentille vers la position du Soleil. En toute rigueur, ces deux chemins perpendiculaires ne sont ni droits ni perpendiculaires sur la matrice CCD (et donc ne correspondent pas aux lignes et colonnes de la caméra). Dans la limite des petits angles (cas de CLAIRE), cet effet est négligeable et les distances angulaires entre deux points sont données par :

$$\Delta X_y(x_0, x_1) = (p_0 + p_2 y^2)(x_1 - x_0) + \frac{1}{3} p_2 (x_1^3 - x_0^3) \quad \text{Distance suivant } \vec{X} \text{ à l'ordonnée } y \tag{4.8a}$$

$$\Delta Y_x(y_0, y_1) = (p_0 + p_2 x^2)(y_1 - y_0) + \frac{1}{3} p_2 (y_1^3 - y_0^3) \quad \text{Distance suivant } \vec{Y} \text{ à l'abscisse } x \tag{4.8b}$$

Ces relations montrent que la distance suivant un axe dépend de la position suivant l’autre axe. Lors du pointage solaire, la distance entre l’axe lentille et le Soleil est faible, le terme p_2 aussi, donc les angles de visée solaire seront déterminés par :

$$CElv_{GC} = \Delta X_{y_{inv}}(x_{inv}, x_{\odot}) = (p_0 + p_2 y_{inv}^2)(x_{\odot} - x_{inv}) + \frac{1}{3} p_2 (x_{\odot}^3 - x_{inv}^3) \tag{4.9a}$$

$$Elv_{GC} = \Delta Y_{x_{inv}}(y_{inv}, y_{\odot}) = (p_0 + p_2 x_{inv}^2)(y_{\odot} - y_{inv}) + \frac{1}{3} p_2 (y_{\odot}^3 - y_{inv}^3) \tag{4.9b}$$

Dans ces relations, (x_{inv}, y_{inv}) sont les coordonnées du “pixel invariant” dans la caméra grand champ (déterminé à trois reprises au cours du vol par visée directe du Soleil). (x_{\odot}, y_{\odot}) sont les coordonnées barycentriques de l’image du Soleil. La précision de ces mesures peut être estimée à environ $\pm 0,02$ pix (soit $\pm 1,3''$) pour la précision de barycentrage et à $\pm 0,3$ pix ($\pm 20''$) pour le report du pixel invariant (différence de coordonnées entre les trois reports).

De ce fait, la précision “intrinsèque” de la caméra grand champ est probablement inférieure à celle du senseur solaire. Néanmoins, cette mesure est directe (elle ne nécessite pas de prendre en compte les erreurs d’asservissement du senseur solaire) et donne une information distincte de la procédure de pointage (comparaison possible, voir fig. 4.12 page suivante). D’après cette figure, la distance angulaire du Soleil est légèrement inférieure d’après la tourelle mais dans la marge d’erreur du report du pixel invariant. D’autre part sa mesure est moins bruitée. Néanmoins, la mesure de la caméra grand champ est directe et ne subit pas les décrochages d’asservissement (pic dans la distance angulaire après 43400 s). Pour cette raison, et comme les précisions obtenues sont satisfaisantes, l’analyse des données s’est effectuée à partir des valeurs déduites de la caméra grand champ.

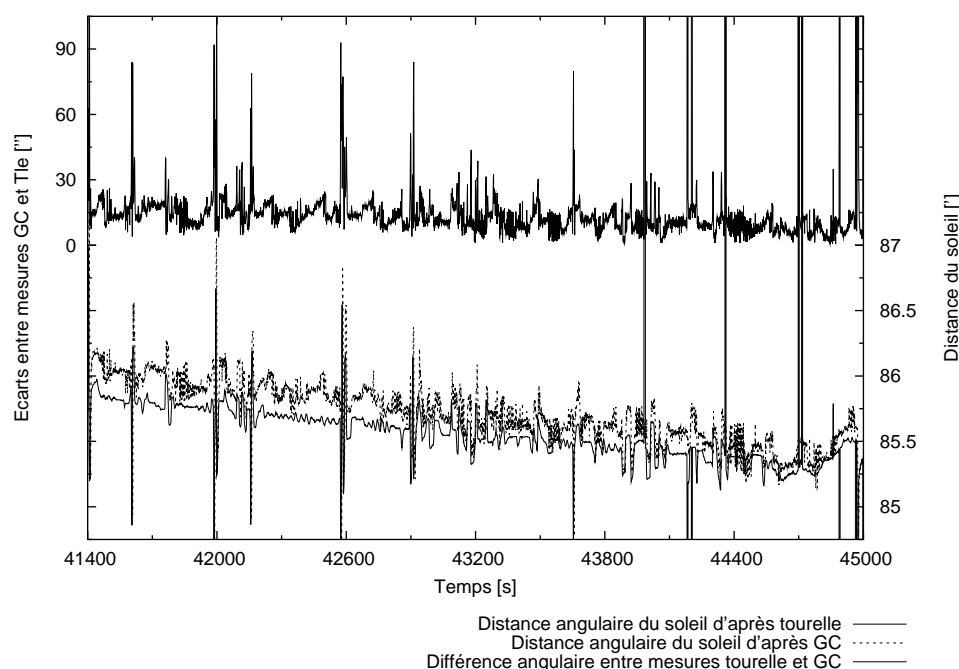


FIG. 4.12: Comparaison des angles visés du soleil par le capteur Soleil et la caméra grand champ. Les courbes du bas (échelle de droite) représentent la distance angulaire du Soleil par rapport à la direction visée par la lentille, calculée à partir des angles de visée du capteur solaire (ou tourelle) et la caméra grand champ. La courbe supérieure (échelle de gauche) donne l'écart angulaire entre les positions calculées du Soleil par les deux instruments.

4.2.2.3 Correction du filtre solaire

Une première analyse (voir les paragraphes décrivant la méthode retenue) a été effectuée à partir des calculs présentés précédemment. Néanmoins, l'absence de détection du Crabe a conduit à une revue détaillée des éléments ayant pu induire une erreur de pointage. Pendant cette revue, l'influence du filtre solaire placé devant la caméra centrale a été réévalué. Le rôle de ce filtre est de permettre l'observation du Soleil avec la caméra servant au pointage en laboratoire et ainsi faire la correspondance entre l'axe lentille et le système de pointage (report du pixel invariant). Cet élément est constitué (de l'extérieur vers l'intérieur) :

- d'un atténuateur métallisé de densité 4.
- d'un filtre spectral centré sur 832 nm (infrarouge) avec une bande passante de 10 nm (75% de transmission dans la bande).
- d'un atténuateur absorbant de densité 2.

Les filtres sont, de plus, inclinés afin d'éliminer les reflets parasites et l'ensemble est monté devant le télescope, solidaire de la lentille. La principale aberration pouvant être causée par ces filtres est un effet prismatique : si les faces d'entrée et de sortie des filtres ne sont pas parfaitement parallèles, la direction du faisceau incident peut être déviée comme dans un prisme. La direction déterminée par la caméra diffère donc de la position réelle. Avant le vol, une mesure avait été effectuée en réalisant une procédure de "pixel invariant" à

travers les filtres par visée solaire. La position de ce pixel n'ayant pas varié de manière significative, le filtre avait alors été supposé sans effet. Malheureusement, comme le filtre est "fixe" lorsque la caméra tourne, il n'influe pas sur la position du pixel invariant (la situation serait différente si le système optique tournant incluait aussi les filtres), cette mesure n'était donc pas concluante et devait donc être renouvelée au sol pour l'analyse du pointage.

Après le vol, principalement en raison de contraintes techniques, il n'était plus possible d'utiliser le système de poursuite solaire et ainsi de prendre le Soleil comme astre source. Le problème revenait donc à trouver une source lumineuse suffisamment puissante pour être détectée après atténuation d'un facteur 10^6 . La solution retenue a été l'utilisation d'un projecteur de diapositive (sans son filtre calorique pour maximiser l'émission infra-rouge) associé au temps maximal d'acquisition par la caméra CCD (typ. 2 s). Le protocole opératoire consiste alors à observer la source (fixe) tout en tournant le support des filtres dans son logement. Par effet prismatique, l'image de la source "virtuelle" décrit un cercle dont le rayon donne l'amplitude de l'effet et le centre la direction de la source "réelle". Plusieurs mesures ont été effectuées à des distances différentes de la source et avec ou sans présence d'un diaphragme devant le télescope (augmentation de la profondeur de champ). La figure 4.13 page suivante montre les résultats obtenus en terme de rayon de déviation en fonction de la distance de la source. Les effets de défocalisation sur l'image de la source sont généralement représentés par une fonction de l'inverse de la distance. Dans notre cas, cela mène à un modèle heuristique du type :

$$R = \frac{a}{D} + R_{\infty}, \quad (4.10)$$

où a traduit l'influence de la défocalisation et R_{∞} est la déviation mesurée d'un faisceau provenant de l'infini. Le diaphragme influant sur la profondeur de champ, les deux séries de données ont été ajustées simultanément avec le même paramètre R_{∞} mais deux paramètres a distincts. Les résultats sont indiqués sur la figure. R_{∞} est ajusté à 70 secondes d'arc avec une précision de l'ordre de la seconde d'arc.

La détermination de l'amplitude de la déviation n'est cependant pas suffisante, il faut aussi connaître la phase, c.à.d. la direction de cette déviation, dans la position de vol du filtre. Une fois les centres des cercles des sources "virtuelles" déterminés, cette valeur peut être calculée pour chaque point de mesure. La valeur moyenne de ces valeurs donne une phase de $\varphi = 128,2^\circ$, c.à.d. que l'image déviée de la source se trouve à $70''$ de la position "vraie" avec un angle (direct) de 128° par rapport à l'horizontale (soit en haut, à gauche. . .). Cependant, le positionnement (rotation) du support des filtres se fait "à l'oeil" (pour le vol mais aussi, avec plus de soins, pour les mesures en laboratoire). La précision angulaire du résultat est donc relativement mauvaise, estimée à environ $\pm 4^\circ$. Étant donnée l'amplitude de $70''$ de la déviation, cela correspond à une erreur de 5 secondes d'arc sur la position de la source (incertitude tout à fait acceptable compte tenu des autres sources d'erreur).

Les angles de visée (exprimés dans le repère lentille) doivent être corrigés de cet effet prismatique pour le senseur solaire comme pour la caméra grand champ :

$$CElv_{Corr} = CElv + R_{\infty} \cos(\varphi - 180) \quad (4.11a)$$

$$Elv_{Corr} = Elv + R_{\infty} \sin(\varphi - 180) \quad \text{avec } R_{\infty}=70'' \text{ et } \varphi - 180 = -51.8^\circ \quad (4.11b)$$

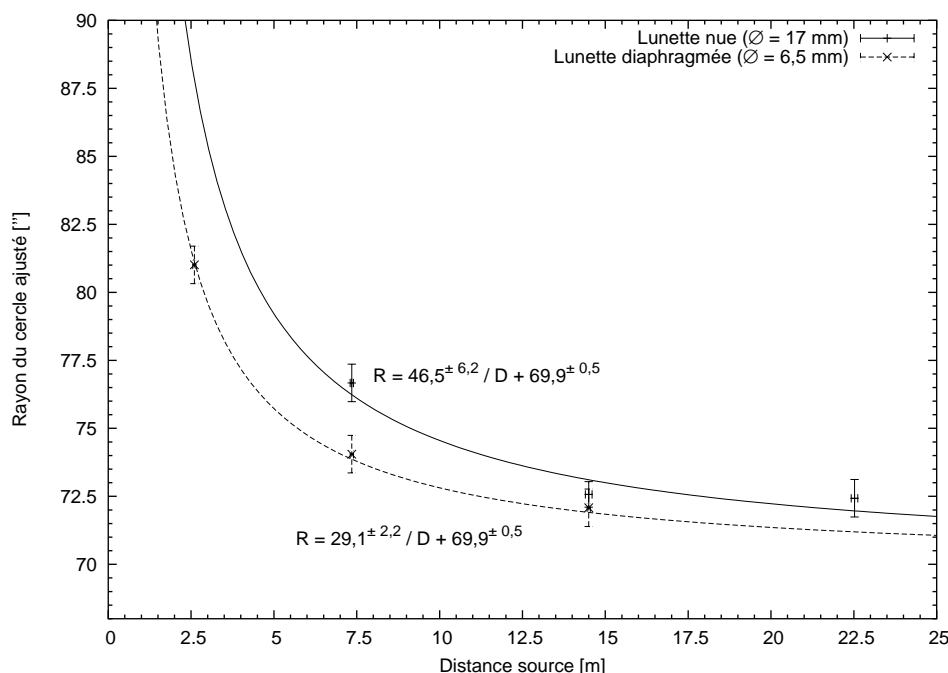


FIG. 4.13: Effet prismatique du filtre solaire en fonction de la distance de la source. Les deux séries de données (avec et sans diaphragme) ont été ajustées simultanément avec le terme de déviation à l'infini commun

4.2.3 Calculs astronomiques

La détermination de la direction de pointage nécessite la connaissance des positions du Soleil et du Crabe, exprimées dans le repère local terrestre, avec une précision de quelques secondes d'arc. À ce degré de précision, la donnée des coordonnées catalogues ne suffit plus et il est nécessaire de les corriger d'un certain nombre de mouvements célestes et d'aberrations :

Précession Correction due à la rotation du plan de l'orbite terrestre.

Nutation Mouvement de l'axe de rotation terrestre (à la manière d'un toupie).

Aberration annuelle La position apparente de l'astre diffère de la position réelle à cause de la vitesse finie de la lumière et du mouvement orbital de la Terre autour du Soleil.

Parallaxe diurne Pour le Soleil, l'angle de visée dépend de la position de l'observateur sur la Terre.

Ces corrections correspondent toutes à des contributions supérieures à 1 seconde d'arc et permettent finalement d'obtenir une précision de localisation meilleure que 1". L'annexe E page 267 présente une discussion plus approfondie sur le calcul des éphémérides de position et son application à des valeurs typiques du vol CLAIRE 2001.

Toutes les corrections et transformations nécessaires pour déterminer la position du Soleil et du Crabe en coordonnées azimutales locales ont été codées en C et appliquées à l'intégralité du vol CLAIRE 2001. Le programme récupère les informations issues de la télémétrie CNES (localisation et temps GPS) et du Bureau des Longitudes (coordonnées géocentriques du Soleil le 14 juin 2001 entre 3^h et 16^h20^{min}). La figure 4.14 page 170

Catégorie	Sigle	Définition
Centre du repère utilisé	H_c	héliocentrique
	G_c	géocentrique
	T_c	topocentrique
Type de référentiel	M_o	moyen c.à.d ne tenant compte que des dérives séculaires (p.ex. précession)
	V_r	vrai c.à.d prenant en compte les dérives périodiques (p.ex. nutation)
Époque du référentiel (FK5)	E_0	J2000,0, époque de référence des catalogues
	E_y	J2001,5, époque de l'année (milieu de l'année en cours)
	D_a	de la date courante
Type de position	G_m	géométrique (direction “vraie” de l'astre)
	A_p	apparent c.à.d tenant compte des déviations et effets optiques de la lumière

TAB. 4.3: Acronymes utilisés dans le synoptique de la figure 4.14 page suivante

présente le synoptique des calculs effectués ensuite par le programme. Les acronymes utilisés dans ce graphique sont définis dans le tableau 4.3.

Les corrections de position et de temps négligées dans le calcul de ces éphémérides sont données en figure 4.15 page 171. D'après ce tableau, la précision attendue de ces calculs devrait être de l'ordre de la seconde d'arc.

4.2.3.1 Vérifications des calculs astronomiques

Le calcul de la position apparente du Crabe est effectuée par deux méthodes (presque indépendantes) : addition des corrections élémentaires et méthode des nombres du jour. Ces deux méthodes donnent les mêmes résultats à la précision numérique près, soit environ $0,04''$, ce qui valide (au moins) la cohérence interne et les calculs relatifs à la méthode des nombres du jour, la nutation et l'aberration annuelle.

Pour vérifier les calculs de la position apparente du Soleil, la comparaison a été effectuée en trois points du vol entre le calcul et les données topocentriques issues du BDL pour le même site d'observation (cf. § E.1 page 268, pour la configuration de la demande au BDL). Cette comparaison donne les résultats suivants :

- La différence sur le calcul du temps sidéral local apparent est inférieure à $0^s,1$.
- Différences sur les coordonnées équatoriales :
 - $\Delta\alpha < 0'',2$
 - $\Delta\delta < 0'',05$
- Différences sur les coordonnées azimutales locales :
 - $\Delta A < 0'',1$
 - $\Delta a < 0'',1$

Ces résultats valident donc les calculs du TSL, de la correction de la parallaxe diurne et de la conversion (α, δ) vers (A, a) .

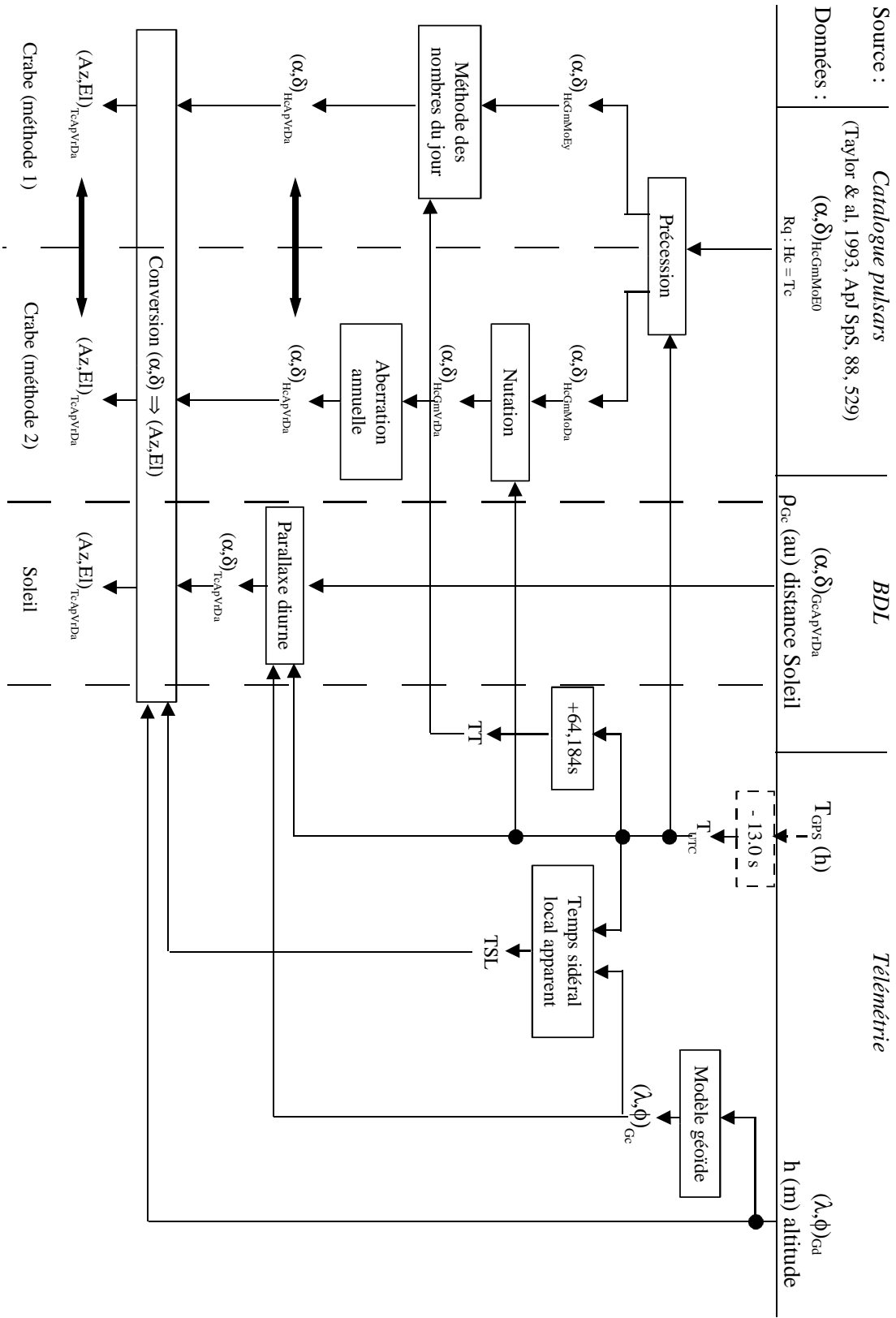


FIG. 4.14: Synoptique de calcul des coordonnées célestes du Soleil et du Crabe pendant le vol CLAIRe 2001. Voir le tableau 4.3 page précédente pour la signification des sigles.

Corrections de positions négligées

Type de correction	Conséquences	Erreurs induites estimées
Mouvement propre (μ_α, μ_δ) du Crabe $\mu_\alpha = -12 \text{ mas/an} \pm 3$ $\mu_\delta = +5 \text{ mas/an} \pm 4$	$(\alpha, \delta)_{\text{HicGmMoEO}}$ du catalogue \equiv $(\alpha, \delta)_{\text{HicGmMoEO}}$ le 14/06/01	$\Delta\alpha \# -20.10^{-3}''$ $\Delta\delta \# -10.10^{-3}''$
Parallaxe annuelle (π_a) (et donc diurne ...) du Crabe $d \approx 2 \text{ kpc} \Rightarrow \pi_a \approx 0.5 \text{ mas}$	$(\alpha, \delta)_{\text{HicGmMoEO}} \equiv (\alpha, \delta)_{\text{GcGmMoEO}}$ (annuelle) $(\alpha, \delta)_{\text{GcGmMoEO}} \equiv (\alpha, \delta)_{\text{TcGmMoEO}}$ (diurne)	$\Delta\alpha < 0.5 \cdot 10^{-3}''$ $\Delta\delta < 0.5 \cdot 10^{-3}''$
Déflexion gravitationnelle de la lumière par le Soleil (Elongation Crabe $E \leq 1^\circ$)	Pas d'influence de la proximité du Soleil sur la position apparente du Crabe	$\Delta E \leq 0.5''$
Mouvement polaire le 14/06/01 : $x = 0.24317''$ $y = 0.35855''$	Pas de correction supplémentaire sur $(\lambda, \phi)_{\text{Gc}}$	Pour $\lambda \# 3^\circ \text{ Est}, \phi \# 44.5^\circ \text{ Nord}$ $\Delta\lambda \# 0.4''$ $\Delta\phi \# 0.2''$
Correction de la verticale locale	La verticale et l'horizon locaux sont donnés par la position géodésique de l'observateur	variabilité sur la verticale locale $\Delta\eta < 1'$
Aberration diurne	Pas de correction supplémentaire sur $(\alpha, \delta)_{\text{TcApI} \text{VrDaI}}$	Pour $\lambda \# 3^\circ \text{ Est}, \phi \# 44.5^\circ \text{ Nord}, \alpha \# 83^\circ, \delta \# 20^\circ$ $\Delta\alpha \# 0.3''$ $\Delta\delta \# 4 \cdot 10^{-3}''$
Réfraction atmosphérique <i>en vol</i> (élévation $\# 70^\circ$)	Pas de correction supplémentaire sur $(\alpha, \delta)_{\text{TcApI} \text{VrDaI}}$ c.à.d pas de variation de la distance zénithale (R)	Pour $a \# 70^\circ, P \# 3 \text{ mb}, T \# 0^\circ \text{C}$ $R \# 0.06''$

Corrections de temps négligées

Type de correction	Conséquences	Erreurs induites estimées
Correction entre temps dynamique barycentrique (TDB) et temps terrestre (TT)	Les unités de temps et de distance sont identiques pour les éphémérides solaires et terrestres	Le 14/06/01 : TDB-TT $\# 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$
Correction du temps UTC vers le temps UT	Pas de correction supplémentaire sur le temps UTC	Le 14/06/01 : $\Delta \text{UT} = \text{UT} - \text{UTC} = -0.0246 \text{ s}$

FIG. 4.15: Effets négligés dans les calculs d'éphémérides du vol 2001

4.2.3.2 Comparaison avec les consignes de pointages

Les calculs d'éphémérides ayant été effectués pour l'intégralité du vol 2001, les valeurs obtenues peuvent alors être comparées aux données utilisées pendant le vol.

La figure 4.16 page ci-contre schématise les positions et écarts calculés. Tous les écarts sont dans le sens *télémétrie - calcul* :

- Écarts absolus “bruts” : écarts sur la sphère céleste, $(\Delta\alpha_{S/C}^{a,b}, \Delta\delta_{S/C}^{a,b})$, ou $(\Delta Az_{S/C}^{a,b}, \Delta a_{S/C}^{a,b})$, entre les coordonnées finales CNES et calcul (Soleil ou Crabe).
- Écarts absolus “locaux” : écarts, $(\Delta\alpha_{S/C}^{a,l}, \Delta\delta_{S/C}^{a,l})$, ou $(\Delta Az_{S/C}^{a,l}, \Delta a_{S/C}^{a,l})$, suivant des axes parallèles à (α, δ) ou (Az, a) et distance angulaire, $\rho_{(\alpha,\delta)/(Az,a),S/C}^a$, sur la sphère céleste pris à partir de la position CNES pour obtenir la position calculée (Soleil ou Crabe).
- Écarts relatifs “locaux” : écarts, $(\Delta\alpha_C^{r,l}, \Delta\delta_C^{r,l})$, ou $(\Delta Az_C^{r,l}, \Delta a_C^{r,l})$, suivant des axes parallèles à (α, δ) ou (Az, a) et distance angulaire, $\rho_{(\alpha,\delta)/(Az,a),C}^r$, sur la sphère céleste pris à partir de la position Crabe consigne “vraie” pour obtenir la position “vraie” du Crabe sur la sphère céleste. Ces calculs sont effectués en supposant un pointage relatif du Crabe à partir du Soleil, suivant les axes (α, δ) ou (Az, a) .

Les écarts absolus “bruts” et la distance entre le pointage consigne et la position “vraie” du Crabe (issue des écarts relatifs “locaux”) sont tracés sur la figure 4.17 page 174.

Les comparaisons effectuées montrent que les calculs des coordonnées équatoriales du Crabe sont identiques à moins de 0,2”, ce qui valide probablement les deux chaînes de calcul (précession, nutation, aberration annuelle).

Néanmoins, les écarts absolus entre les coordonnées azimutales (et dans une moindre mesure l'écart au Soleil en (α, δ) , voir figures 4.17(a) et 4.17(b) page 174) sont très importants (erreur d'environ 9'). Après étude effectuée par l'équipe du CNES, il s'est avéré que la principale source d'erreur était la non prise en compte de la différence de temps entre le temps fourni par le GPS et le temps des éphémérides (globalement une minute d'erreur sur le temps). Cette erreur intervenant essentiellement dans le calcul du temps sidéral local, elle affecte principalement la conversion des coordonnées azimutales vers équatoriales.

D'autre part, la fréquence de création des trames de positionnement est gérée par une horloge bord puis les trames sont datées, avec une précision de 0,1^s par le temps GPS avant leur envoi. En raison d'une légère dérive de l'horloge bord, à trois reprises pendant le vol (début, milieu, et... fin), la date d'envoi s'est trouvée quasiment synchrone avec le passage d'un dixième de seconde GPS. Cela se traduit par une instabilité de $\pm 0.1^s$ (soit $\pm 1,5''$) dans la datation des trames pendant ces périodes. Le décrochage important en fin de vol correspond à la séparation de la nacelle, il est alors probable que la chute libre et/ou l'arrêt de certains systèmes faussent les mesures de localisation.

Le 14 juin 2001, le Soleil et le Crabe sont très proches. Les erreurs de positionnement relatif sont donc faibles, comme le montre la figure 4.17(c) page 174, où est représentée l'évolution temporelle de la distance angulaire entre la consigne effective de pointage Crabe, en écarts relatifs au Soleil, et la position réelle du Crabe. Comme déjà mentionné, le décalage temporel affecte plus les coordonnées azimutales qu'équatoriales. Notons que la consigne effective de pointage se base sur les coordonnées azimutales. Au final, l'erreur de consigne sur le pointage peut être estimée entre 4 et 12 secondes d'arc.

Les positions sont ici représentées en (α, δ) mais elles restent valables pour les calculs en (Az, El) en remplaçant α par Az et δ par a

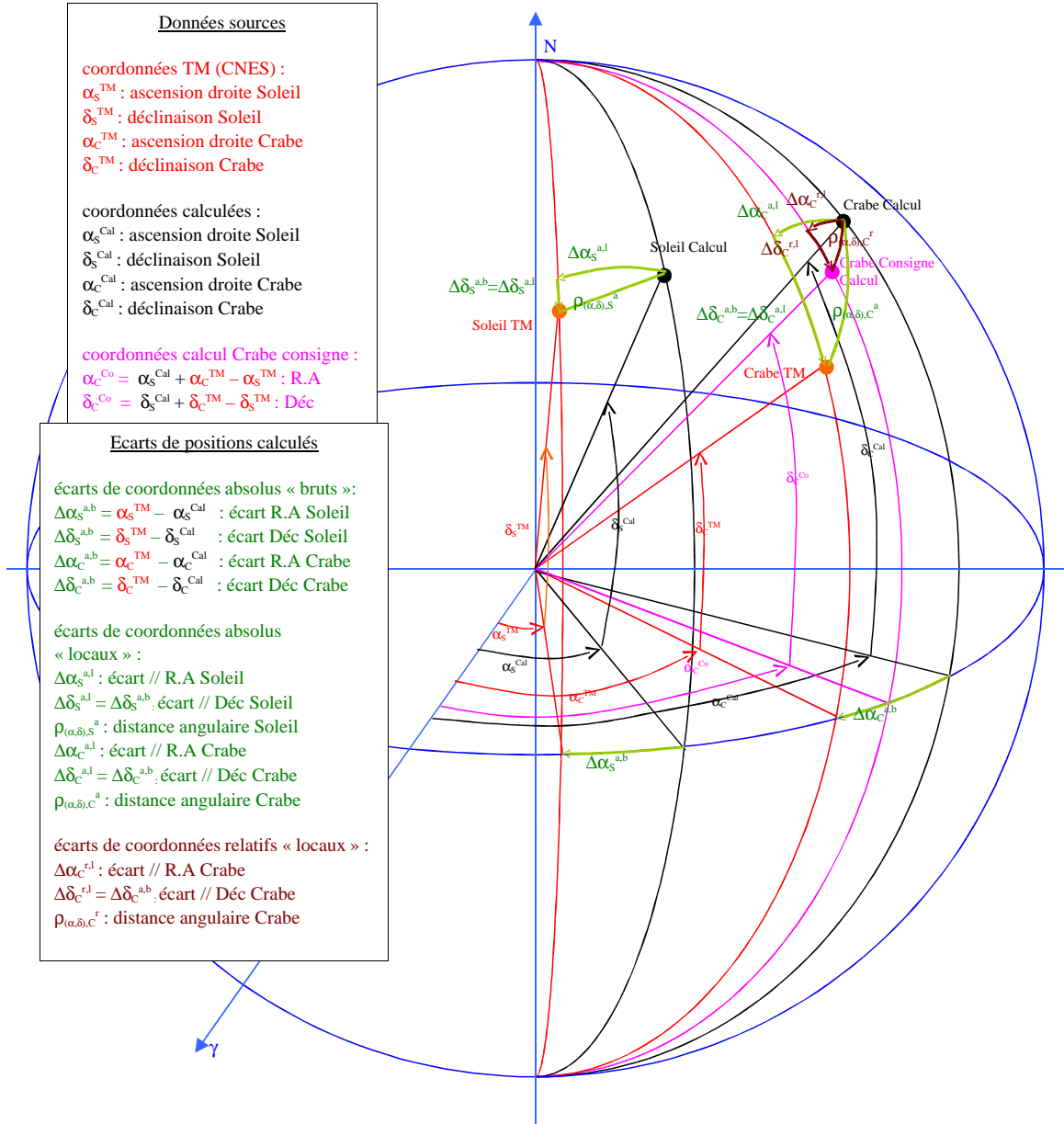
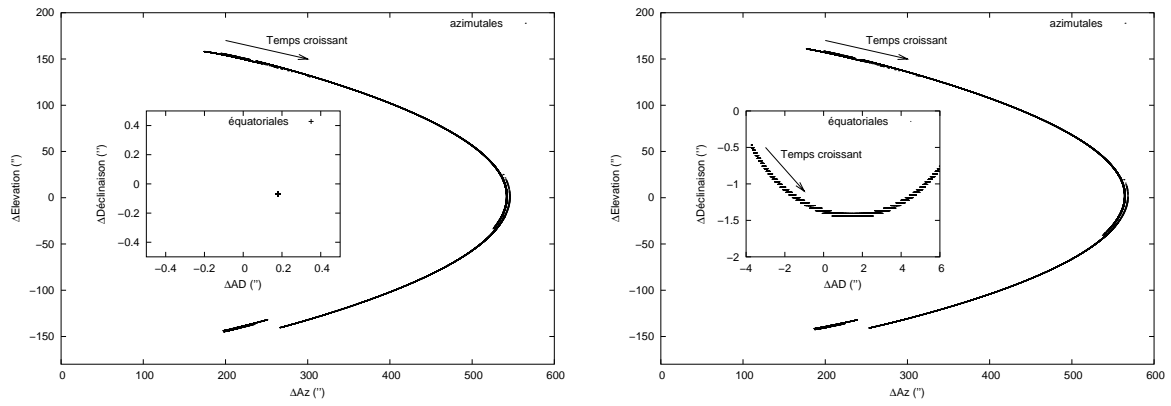
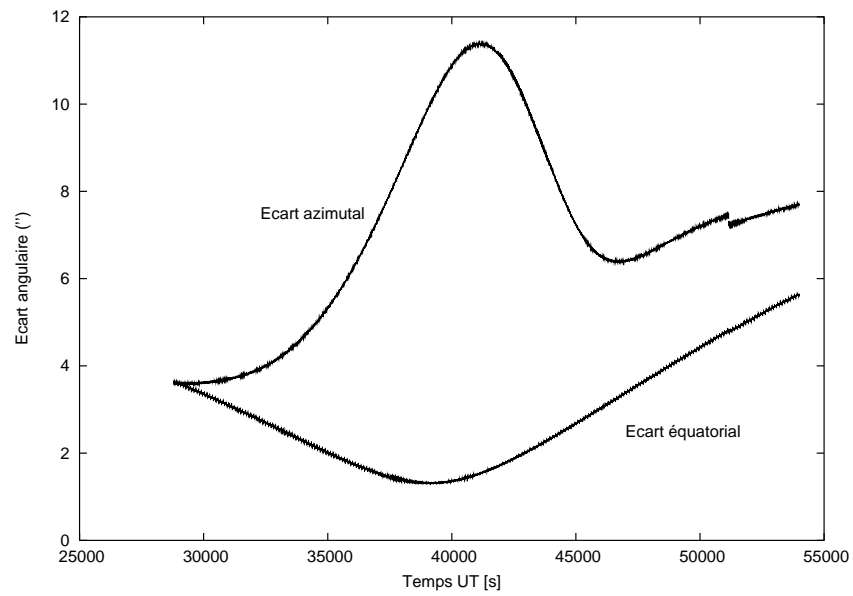


FIG. 4.16: Schématisation des positions et écarts calculés entre données de télémétrie et calculs a posteriori. Voir le texte pour plus de détails



(a) Écarts en coordonnées absolues du Crabe

(b) Écarts en coordonnées absolues du Soleil



(c) Distance en coordonnées relatives de la consigne Crabe

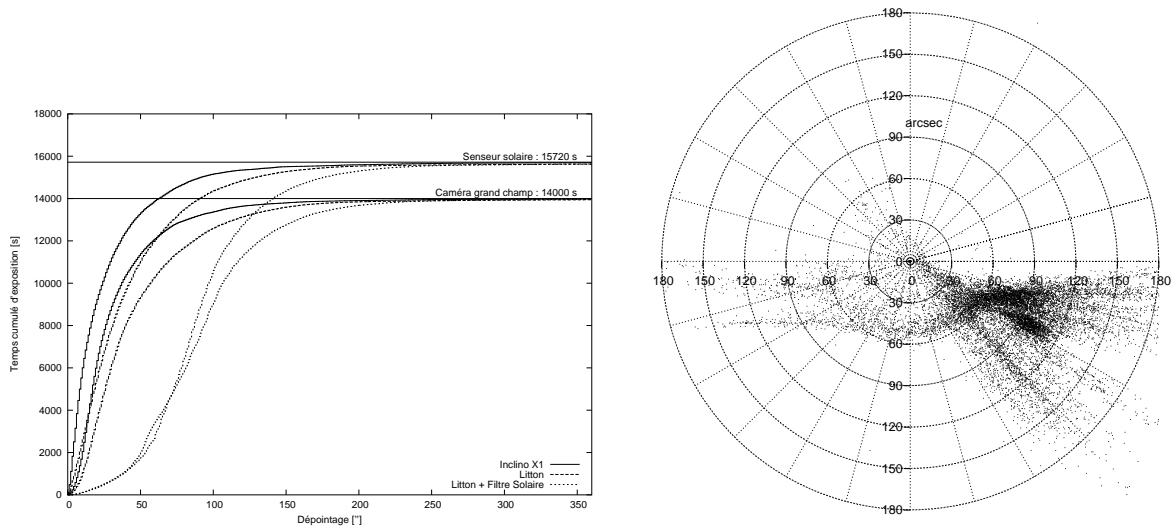
FIG. 4.17: Écarts absolus et relatifs entre données de télémétrie et post-traitement

4.2.4 Performances absolues de pointage

Les paragraphes précédents ont permis de quantifier les *erreurs de consigne* et les *erreurs de réalisation* de cette consigne. Il suffit maintenant de regrouper tous ces éléments pour déterminer les performances absolues de pointage au cours du vol 2001.

4.2.4.1 Performances du pointage fin

La figure 4.18 présente les performances de pointage du Crabe au cours du vol déduit des calculs précédents. Le graphique de gauche (4.18(a)) donne un histogramme cumulé des temps d'exposition (uniquement pour le pointage fin) en fonction de la qualité de pointage.



(a) Temps cumulés d'exposition en fonction de la qualité de pointage. Les différentes évolutions montrent l'influence (dégradation de pointage) après les prises en compte successives des informations Litton et du filtre solaire. Suivant que les angles de pointages sont mesurés par le senseur solaire ou la caméra grand champ, les temps d'exposition tendent respectivement vers 15720 et 14000 s (différence due aux phases de non asservissement du senseur solaire).

(b) Positions du Crabe vues par la lentille (avec prise en compte du filtre solaire, d'après la caméra grand champ et les données Litton).

FIG. 4.18: Performances de pointage fin lors du vol 2001

Deux séries de trois évolutions ont été représentées. La première série est relative aux mesures effectuées à partir des angles de visée solaire issus du senseur solaire et de :

1. la rotation de champ calculée à partir de l'inclinomètre X1 (cf. § 4.2.2.1 page 161)
2. la rotation de champ calculée à partir des informations de la centrale inertielle Litton (cf. § 4.2.2.1 page 163).

3. la même rotation de champ mais en ajoutant l'effet du filtre solaire (cf. § 4.2.2.3, page 166).

Dans cet ordre, ces corrections successives dégradent la qualité de pointage, le plus gros poste étant l'effet du filtre solaire (décalage de 70"). Sans l'effet de ce filtre, les performances de pointage auraient pu être considérées comme excellentes avec plus de 75% du temps d'exposition en-dessous de la minute d'arc (et même en-dessous de 40" d'après les données X1). Avec le filtre solaire, cette même limite n'est atteinte que pour 1'50" de dépointage. Étant donnés ces dépointages, le pic de diffraction attendu sera élargi (au moins 5 keV FWHM). Le temps d'exposition total de ces histogrammes converge vers une valeur commune (comme il se doit...) d'environ 15720 s, soit $4^h 22^{min}$.

La deuxième série de données utilise les angles de visée issues de la caméra grand champ. Les évolutions sont similaires à la première série mais convergent vers une limite plus faible de 14000 s, soit $3^h 53^{min} 20^s$. Cette différence de temps ($28^{min} 40^s$) correspond aux périodes de non asservissement du senseur solaire, ses angles de visée (autour de zéro au repos) n'étant alors plus valides.

Finalement, compte tenu des incertitudes sur le pointage, et de la réduction du temps d'exposition, une limite de 5 minutes d'arc de dépointage a été utilisée dans l'analyse des données (voir le chapitre correspondant) afin de garder le maximum de signal de la nébuleuse du Crabe.

4.2.4.2 Performances de pointage primaire

Les performances de pointage primaire (c.à.d pour nous la position du point focal sur la matrice de détection), est (normalement) beaucoup plus simple à déterminer, puisque cette position est donnée par les rotations du cadre lentille par rapport à la nacelle, rotations enregistrées par deux potentiomètres. La figure 4.19 page ci-contre donne l'histogramme cumulé de la position du point focal sur la matrice de détection pendant les phases de "bon" pointage Crabe (c.à.d à moins de 5' de l'objectif). En assimilant les détecteurs à des cylindres de diamètre 12 mm (zone de détection la plus probable, cf. § 3.3.1.2 page 125), les temps d'exposition sur les différents détecteurs sont donnés dans le tableau 4.4 page ci-contre.

D'après ces valeurs, le temps d'exposition se distribue sur la ligne horizontale des détecteurs 4, 5 et 6, avec un léger décalage vers le 6. Cette distribution est en fait due à une instabilité en azimut (voir § 4.2.5) provoquant une oscillation "gauche-droite" du cadre lentille. Malgré cette "dilution" du signal sur trois détecteurs, environ $2^h 15^{min}$ restent disponibles pour l'analyse. Malheureusement, la recherche du signal diffracté du Crabe va révéler une dégradation de cette qualité de pointage détecteur en raison d'un décalage d'origine imprévu entre le référentiel lentille et le détecteur.

4.2.5 Stabilité de pointage

Ce court paragraphe a pour but d'identifier les principales perturbations subies par les systèmes de pointage. L'outil dédié à la caractérisation des oscillations d'un signal (positions, vitesse, etc.) est généralement la transformée de Fourier, dont les expressions

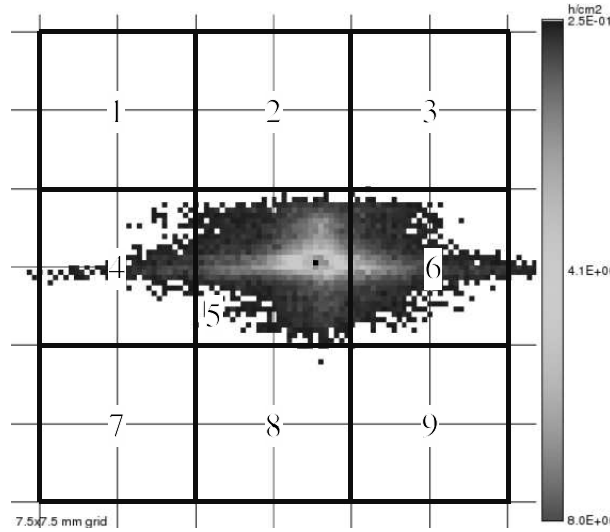


FIG. 4.19: Histogramme cumulé de la position du point focal sur la matrice de détection d'après les mouvements enregistrés du cadre lentille

Détecteur	Temps	Temps
	[s]	[hh :mm :ss]
Hors détecteur	5811,8	01 :36 :51,8
Détecteur 1	16,8	00 :00 :16,8
Détecteur 2	15,4	00 :00 :15,4
Détecteur 3	26,4	00 :00 :26,4
Détecteur 4	788,6	00 :13 :08,6
Détecteur 5	5240,0	01 :27 :20
Détecteur 6	1915,8	00 :31 :55,8
Détecteur 7	30,8	00 :00 :30,8
Détecteur 8	40,4	00 :00 :40,4
Détecteur 9	23,6	00 :00 :23,6
Total	13909,6	03 :51 :49,6

TAB. 4.4: Temps d'exposition sur les détecteurs (assimilés à des disques de rayon 6 mm) et d'après les mouvements enregistrés du cadre lentille

dans les cas continu et discret sont données ci-dessous :

$$\hat{f}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-2i\pi\nu t} dt \quad \text{pour un signal continu} \quad (4.12a)$$

$$\hat{f}_j = \sum_{k=0}^{N-1} f_k e^{-2i\pi \frac{jk}{N}}, \quad 0 \leq j \leq N/2 \quad \text{pour un signal discret réel} \quad (4.12b)$$

Dans le cas discret, les signaux étant réels, il y a symétrie par rapport à la fréquence nulle.

Cependant, la transformée de Fourier donne une très bonne localisation fréquentielle mais aucune localisation temporelle. La décomposition en ondelettes permet d'effectuer une analyse temps-fréquence, c.à.d identifier les variations fréquentielles en fonction du

temps. Intuitivement, un phénomène basse fréquence nécessite un temps d'observation long, à l'opposé, un signal de haute fréquence peut être observé pendant un temps court. Ainsi, d'une échelle à une autre, le nombre d'oscillations de la fenêtre analysante doit rester constant, ce qui se traduit, dans les coefficients d'ondelettes, par :

$$\hat{f}(s, t_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \frac{1}{\sqrt{s}} \Psi^* \left(\frac{t - t_0}{s} \right) dt \quad (4.13)$$

, coefficient d'ondelette pour le temps t_0 et le facteur d'échelle s . Le terme en $1/\sqrt{s}$ permet de conserver l'énergie du motif analysant, obtenu par translation et dilatation de la fonction mère $\Psi(x)$. La largeur de la fenêtre analysante influe donc sur la localisation temporelle et fréquentielle des coefficients : $\frac{\Delta s}{s}$ (ou $\frac{\Delta \nu}{\nu}$) reste constant.

L'ondelette la plus utilisée dans l'analyse des signaux (et celle utilisée dans cette étude) est probablement l'ondelette de Morlet. Sa formulation est très proche de la transformation de Fourier, ce qui rend ses résultats plus faciles à interpréter :

$$\Psi_{Morlet}(x) = e^{-2\left(\frac{\pi x}{z_0}\right)^2} \left(e^{2i\pi x} - e^{-z_0^2/2} \right), \quad (4.14)$$

le terme en $e^{-z_0^2/2}$ permet de satisfaire à la condition d'admissibilité (intégrale finie sur \mathbb{R}), dans les cas usuels, il est négligeable. Sous cette formulation, l'ondelette de Morlet est une fonction sinusoïdale (comme dans l'analyse de Fourier), modulée par une fenêtre gaussienne. Le paramètre z_0 représente le compromis entre précision en temps et en fréquence. Quand z_0 augmente, le nombre d'oscillations dans la fenêtre augmente de même : la résolution fréquentielle s'accroît, au détriment de la résolution temporelle. Finalement, les coefficients d'ondelettes de Morlet se mettent sous la forme :

$$\hat{f}(\nu, t_0) = \sqrt{\nu} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-2\left(\frac{\pi \nu(t-t_0)}{z_0}\right)^2} \left(e^{-2i\pi \nu(t-t_0)} - e^{-z_0^2/2} \right) dt \quad (4.15)$$

Cette analyse a été effectuée sur plusieurs observables enregistrées pendant le vol.

Mouvement du cadre en cross-élévation Nous avons vu dans la section précédente que le mouvement du point focal était essentiellement “gauche-droite”. Comme cette position est directement liée à la rotation du cadre, cela traduit une oscillation en cross-élévation.

Les coefficients d'ondelettes se répartissent dans un plan temps-fréquence (complexe), et il est d'usage de représenter les résultats de l'analyse par une image de la puissance des coefficients (i.e. leur module au carré). L'axe des abscisses marque le temps et les ordonnées les fréquences. La figure 4.20 page ci-contre montre une telle représentation temps-fréquence. L'amplitude de la puissance est codée par des couleurs, du bleu (puissance nulle) au rouge (puissance maximale de l'échelle). La figure située immédiatement sous le plan temps fréquence donne l'évolution temporelle du signal. À gauche, la densité spectrale de puissance, issue d'une analyse de Fourier (après apodisation par une fenêtre de Hann) est tracée.

Les tracés se restreignent à l'intervalle de fréquence où apparaissent des oscillations, soit de 0 à 0,05 Hz (période minimale de 20 s). Dans le plan temps-fréquence, les structures verticales indiquent des événements transitoires (localisés en temps, délocalisés en

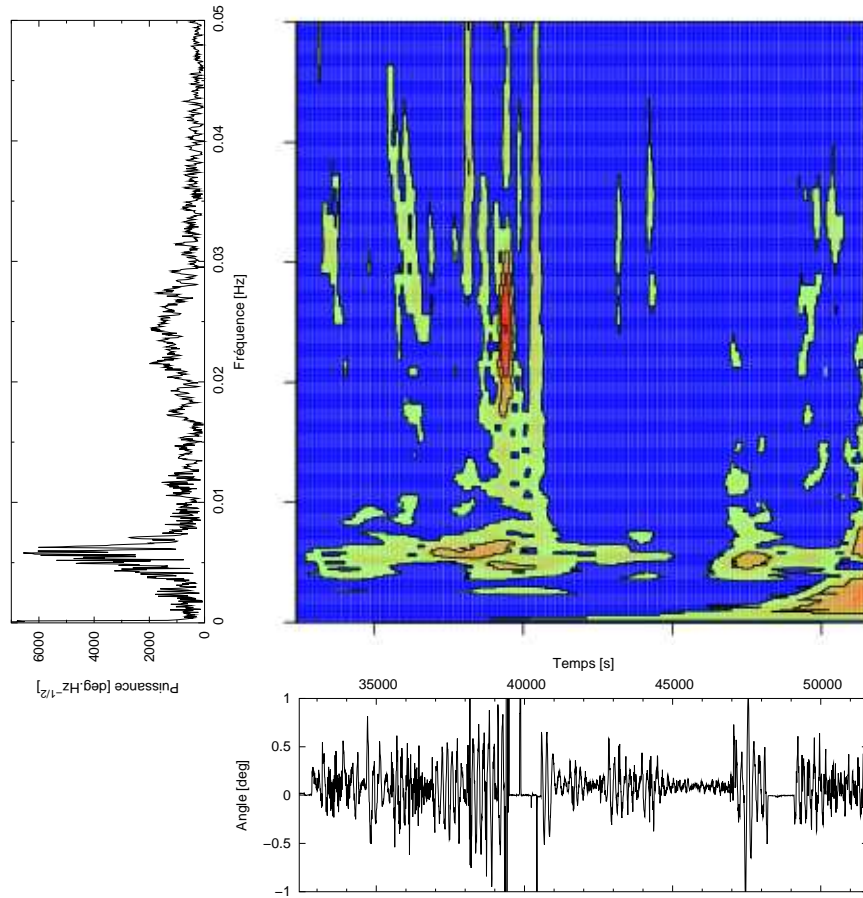


FIG. 4.20: Analyse temps-fréquence du mouvement du cadre lentille en cross-élévation

fréquence), tandis que les structures horizontales sont dues à des oscillations sinusoïdales sur de grandes échelles de temps. La figure 4.20 permet d'identifier deux phénomènes principaux :

Oscillation à 170 s Le spectre de Fourier est dominé par une oscillation de période 170 s environ, présente pendant la quasi-totalité du vol. Ce mouvement a été identifié comme une instabilité du système de pointage primaire [Evrard *et al.*, 2002]. Plusieurs termes de retard dans les procédures d'asservissement ont semble-t-il provoqué un pompage piloté de l'azimut nacelle. Comme le système de pointage fin recalcule en temps réel le cadre par rapport au Soleil, cela s'est traduit par un mouvement oscillatoire du cadre en cross-élévation et donc un balayage du détecteur par le spot focal. Cette oscillation se répercute sur pratiquement toutes les observables, notamment la rotation de champ.

Butées de la position cadre Vers 39460 s (soit 10^h58^{min}), la position du cadre oscille très fortement, jusqu'aux butées à $\pm 2,5^\circ$. Cette saturation se traduit sur le graphe par un événement transitoire violent à cette date (structure verticale). Elle provient d'une divergence de l'oscillation précédente (à 170 s), une montée en puissance de ce pompage étant visible dans le plan temps-fréquence, juste avant l'événement.

Gyroscopes En mode poursuite solaire, la lentille est dirigée vers un objectif astrophysique lointain et “fixe”. Dès lors, à la rotation de champ près (mais cette perturbation est faible), le repère lentille ne devrait subir aucune rotation par rapport à un repère inertiel. Une façon de vérifier cela est d’analyser les données des gyroscopes montés sur le cadre lentille. A ce propos, la figure 4.21(a) représente l’analyse temps-fréquence du gyroscope monté suivant l’axe \vec{X} de la lentille (i.e axe “haut-bas”). D’après ce graphique, trois modes

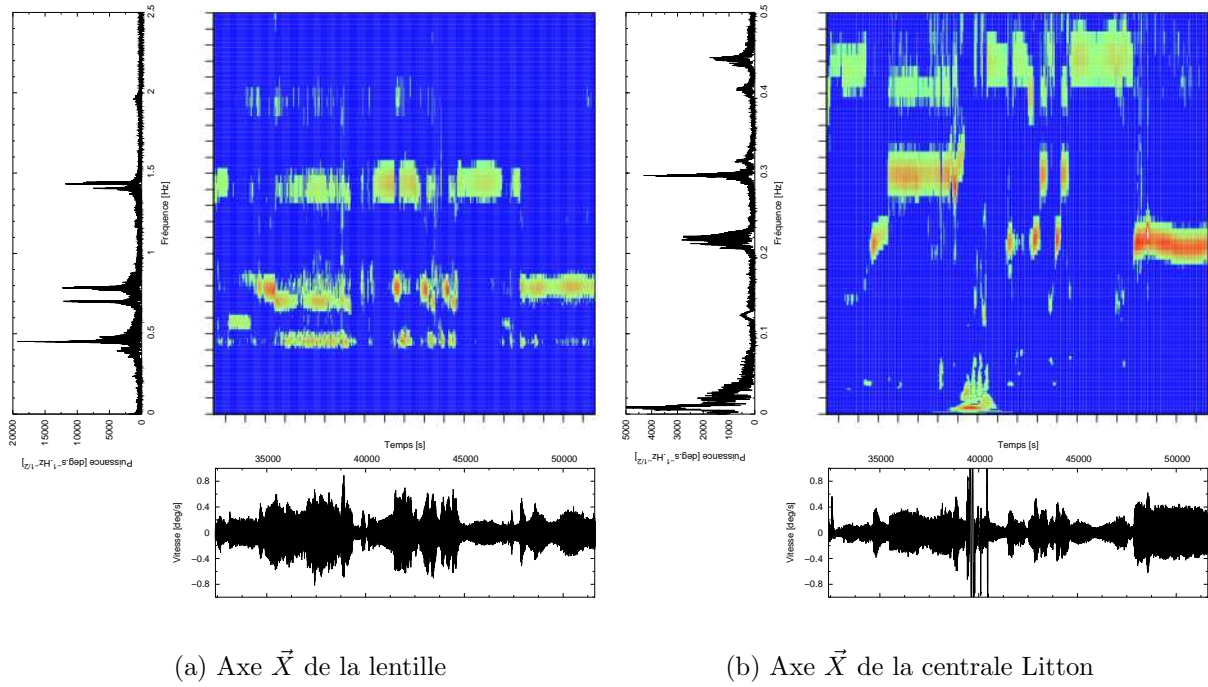


FIG. 4.21: Analyse temps-fréquence des gyroscopes

d’oscillation apparaissent : 0,45 ; 0,7+0,79 et 1,4+1,45 Hz. Les deux derniers modes apparaissent dédoublés dans le spectre de Fourier mais correspondent visiblement au même phénomène avec des glissements en fréquence (voir le plan temps-fréquence). Le premier mode est aussi probablement double mais moins visible sur le spectre de Fourier. D’autre part, le mode à 1,4 Hz semble être lié (harmonique) au mode à 0,7 Hz : non seulement la fréquence est double, mais elle apparaît généralement lorsque l’autre disparaît. Étant donnée la géométrie de la nacelle, ces fréquences semblent correspondre aux oscillations en tangage/roulis (fréquence basse) et en lacet (fréquence haute).

Le mouvement des cadres est filtré à basse fréquence (coupure à 0,05 Hz) afin d’assurer une meilleure stabilité de l’asservissement. Ceci explique que les oscillations “hautes fréquences” ne sont pas corrigées tandis qu’aucune basse fréquence n’est visible dans les données gyroscopiques.

A titre de comparaison, la figure 4.21 montre l’analyse temps fréquence pour le gyroscope d’axe \vec{X} de la centrale Litton (plate-forme supérieure). Cette direction diffère de l’axe \vec{X} lentille par les mouvements du cadre (basse fréquence) mais les perturbations hautes fréquences sont identiques. La première observation à noter entre les données des

deux gyroscopes est le repliement des fréquences visible sur les données Litton. En effet, le gyroscope lentille est échantillonné à 5 Hz (soit une fréquence de Nyquist de 2,5 Hz) tandis que la centrale Litton est échantillonnée à 1 Hz (fréquence de Nyquist 0,5 Hz). Dès lors, les fréquences supérieures à 0,5 Hz apparaissent “repliées” par rapport à cette valeur. Le graphique 4.22 montre le spectre de Fourier de la centrale Litton comparé à un spectre volontairement sous-échantillonné (à 1 Hz) du gyroscope lentille. D’après cette figure, il

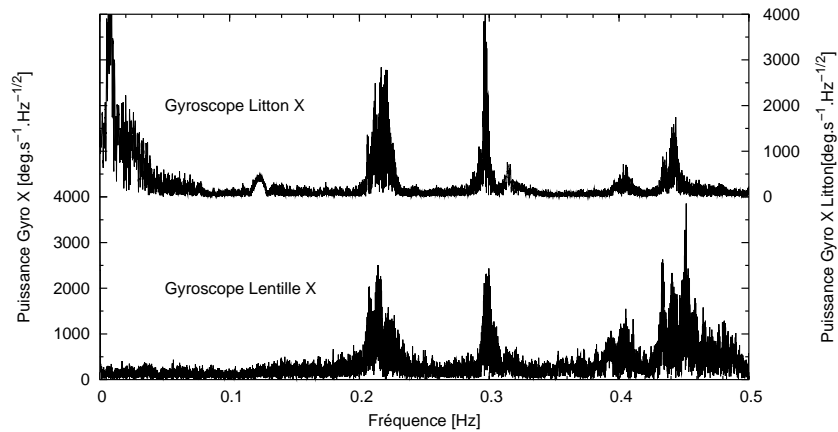


FIG. 4.22: Comparaison des spectres de Fourier du gyroscope Litton axe \vec{X} et le gyroscope lentille de même axe, sous-échantillonné à 1 Hz.

est évident que les perturbations hautes fréquences subies par la plate-forme supérieure ont la même origine que celles subies par la lentille. D’autre part, l’effet d’asservissement à basses fréquences est visible puisque les oscillations de la plate-forme supérieure dans ce régime (notamment l’oscillation à 170 s) ont disparu des rotations de la lentille. Ces considérations permettent donc de confirmer l’origine de l’oscillation en cross-élévation comme une instabilité du pointage primaire. Cette oscillation est corrigée par le pointage fin (basse fréquence), les mouvements haute fréquence pouvant probablement être attribués aux oscillations “naturelles” de la nacelle.

4.3 Analyse des évènements de la matrice germanium

D’après les sections précédentes, chaque évènement enregistré par le spectromètre est associé à un certain nombre d’informations :

- la date de détection.
- la configuration de l’évènement (multiplicité et signaux de vetos).
- les énergies partielles (évènements multiples) et totale détectées.
- la localisation (longitude, latitude) de la nacelle à cet instant (a priori peu utile. . .).
- la direction pointée par la lentille (les paramètres utiles étant la distance angulaire au Crabe et au Soleil).
- la position du centre du point focal sur la matrice de détection.

Ce chapitre présente l’analyse de ces données, orientée vers la production de spectres en énergie à partir d’une sélection des évènements. Cette sélection peut être effectuée sur un

ou plusieurs des critères cités ci-dessus. Lorsque cette sélection est effectuée sur le temps (ou un de ses “dérivés” : pointage et localisation), cela se traduit par la création de “bons intervalles de temps” (Good Time Intervals ou GTI), correspondant au critère de sélection. Ces GTIs (incluant les ruptures de longue durée de la télémétrie) permettent de calculer le temps d’exposition effectif de la sélection d’évènements.

Nous allons donc tout d’abord définir les méthodes et outils utilisés pour traiter ces données, ainsi que leur application à l’analyse du bruit de fond instrumental et, plus important, à la recherche des photons diffractés provenant de la nébuleuse du Crabe.

4.3.1 Méthodes et outils de traitement

La quasi-totalité des analyses conduites ici se font à partir d’un ensemble d’évènements, l’objectif étant de déterminer un certain nombre de paramètres spectraux (amplitude, pente, largeur, ...). La sélection des évènements ne pose aucun problème de principe (sauf celui du critère de sélection, qui sera expliqué au cas par cas), l’aspect pratique de sélection étant abordé dans le § 4.3.1.2 page 187. Il faut cependant découpler l’estimation des paramètres spectraux de leur représentation. Cette dernière se fait généralement par le tracé du spectre, c.à.d le flux reçu en fonction de l’énergie, les évènements étant regroupés dans des intervalles (bins) dont la taille est choisie pour limiter les fluctuations statistiques. Ce regroupement induit néanmoins une perte d’information (énergie exacte de l’évènement) et il peut être intéressant de conserver ces informations dans la détermination des paramètres spectraux. Les méthodes utilisées dans cette étude pour l’ajustement de ces paramètres nécessitent donc des précisions supplémentaires, données dans le paragraphe suivant.

4.3.1.1 Méthodes d’estimation des paramètres spectraux

Nous ne nous intéressons pas ici au problème de savoir si un modèle est statistiquement compatible aux données ou meilleur que tel autre (problème plus complexe de *test d’hypothèse*), mais à la meilleure manière d’ajuster les paramètres d’un modèle en fonction des données. Les méthodes présentées ici ne font aucune restriction quant aux variables explicatives du modèle. Il peut s’agir aussi bien du temps, de l’énergie, du pointage, etc.

En théorie, la construction d’un modèle donnant à chaque instant la probabilité de détecter un évènement dans une configuration donnée (en fonction de l’énergie, du pointage, ...) devrait permettre de tirer le maximum d’information des données. Néanmoins, l’utilisation d’une telle approche pose quelques difficultés :

- Sa mise en œuvre est complexe, notamment la minimisation dans un espace à plusieurs dimensions, et avec des fonctions généralement non dérivables et vraisemblablement très sensibles aux minima locaux (instabilités numériques).
- Les mesures effectuées en laboratoire ne permettent pas, à elles seules, de caractériser entièrement le modèle. Une solution pourrait être de compléter le modèle par des simulations (notamment l’efficacité spatiale des détecteurs, la réponse lentille, ...). Dans ce cas, le modèle créé peut être passablement éloigné de la réalité (notamment les efficacités en bord de détecteur). Il est alors probable que l’ajustement des paramètres (efficacité lentille par exemple) sera faussé par l’imperfection du modèle (on

testerait le modèle, et non les paramètres).

- Les résultats bruts donneraient uniquement une estimation des paramètres (avec des niveaux de confiance). Leur représentation “physique” (spectres essentiellement) consisterait alors en une projection sur un sous-espace de l’espace d’optimisation (plan flux-énergie pour un spectre), difficilement interprétable. Ainsi, le spectre de tous les événements du vol est de loin dominé par le bruit instrumental, sans prendre en compte l’information temporelle. Ce problème de représentation n’est pas qu’une impossibilité de visualisation mais aussi une grande difficulté dans l’interprétation “physique” des résultats.

Ainsi, l’analyse des données du vol CLAIRE 2001 se restreindra à un ajustement de modèle dans le plan flux-énergie (c.à.d à partir de fonctions dépendant de l’énergie uniquement) d’un ensemble d’évènements sélectionnés.

Critère d’optimisation Nous allons développer maintenant la méthode d’analyse en termes plus mathématiques (voir [Cash, 1976, 1979]). Prenons donc un modèle $I_\Theta(E)$ prédisant le flux reçu par unité d’énergie (notée E) et dépendant d’un ensemble de p paramètres, noté $\Theta = (\theta_1, \dots, \theta_p)$. Notons que $I_\Theta(E)$ peut aussi se mettre sous la forme $I_\Theta(E) = N_\Theta^{tot} f_\Theta(E)$, où $f_\Theta(E)$ est une densité de probabilité et N_Θ^{tot} le nombre total d’évènements attendus ($N_\Theta^{tot} = \int I_\Theta(E) dE$). Le nombre d’évènements attendus dans l’intervalle énergétique δE_i (largeur d’un bin par exemple) autour de l’énergie E_i est donc $\mu_i(\Theta) = I_\Theta(E_i) \delta E_i$.

En règle générale, le critère d’optimisation le plus utilisé est une statistique des moindres carrés :

$$S(\Theta) = \sum_{i=1}^N \frac{(n_i - \mu_i(\Theta))^2}{\sigma_i^2}, \quad (4.16)$$

où σ_i^2 est la variance de l’observation n_i . Si le processus aléatoire suit une loi normale, alors les paramètres optimaux ($\hat{\Theta}$) sont trouvés en minimisant $S(\Theta)$:

$$\hat{\Theta} = \underset{\Theta}{\operatorname{argmin}} \sum_{i=1}^N \frac{(n_i - \mu_i(\Theta))^2}{\sigma_i^2} \quad (4.17)$$

De plus, $S(\hat{\Theta})$ suit alors une distribution de χ^2 à $N - p$ degrés de liberté. Plus généralement, si uniquement les q premiers paramètres de Θ représentent un intérêt (les $p - q$ autres étant nécessaires au modèle sans fournir d’information utile, bruit de fond par exemple), alors les “vrais” valeurs de ces q paramètres (Θ_q^T) sont situées avec une probabilité α dans la portion du sous-espace de dimension q dont la frontière est définie par $S(\hat{\Theta}_{p-q}) = S(\hat{\Theta}_p) + \Delta\chi_q^2(\alpha)$ [Cash, 1976]. Dans cette expression, $S(\hat{\Theta}_{p-q})$ est la valeur de la statistique S après optimisation sur les $p - q$ paramètres $\theta_{q+1}, \dots, \theta_p$, et $S(\hat{\Theta}_p)$ est obtenue par minimisation sur tous les paramètres. De plus, $\Delta\chi_q^2(\alpha)$ est la valeur pour laquelle la fonction de partition d’une loi de χ^2 à q degrés de libertés atteint la probabilité α . α est alors le *niveau de confiance* des paramètres optimisés $\hat{\Theta}_q$. Globalement, il s’agit d’estimer le bénéfice des paramètres d’intérêt $\theta_1, \dots, \theta_q$ par rapport à un modèle de bruit de fond uniquement (paramètres $\theta_{q+1}, \dots, \theta_p$).

Comme tout processus “sans mémoire” (c.à.d que la durée écoulée n’influe pas sur la probabilité d’occurrence), la détection d’évènements isolés est décrite par une statistique de Poisson. Lorsque le nombre d’évènements est important, la loi de Poisson ($P(N = n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu}$) tend vers une loi normale de variance μ ($P(N = n) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi\mu}} e^{-\frac{(n-\mu)^2}{2\mu}}$) et la statistique S peut être utilisée. Néanmoins, lorsque les flux sont faibles (et nous verrons que c’est notre cas), les regroupements énergétiques doivent être importants avec comme conséquence une grande perte d’information. L’estimation de paramètres à l’aide du maximum de vraisemblance ([Cash, 1979]) tire parti de la “vraie” loi statistique (Poisson). Ainsi, la probabilité d’obtenir une combinaison de N observations $(n_i)_{i \in \{1..N\}}$ dans autant de bins énergétiques d’espérance μ_i vaut :

$$P = \prod_{i=1}^N \frac{\mu_i^{n_i} e^{-\mu_i}}{n_i!} \quad (4.18)$$

L’optimisation consiste alors à maximiser P en fonction de Θ . Néanmoins, l’obtention du *maximum de vraisemblance* est équivalent à la minimisation de la statistique C définie par :

$$C = -2 \ln P = -2 \sum_{i=1}^N (n_i \ln \mu_i - \mu_i - \ln n_i!) \quad (4.19)$$

C a les mêmes propriétés que S , notamment $\Delta C = C(\hat{\Theta}_{p-q}) - C(\hat{\Theta}_p)$ suit une statistique de χ^2 à q degrés de liberté. Notons que C n’est définie que si $\mu_i > 0 \forall i$, mais un modèle correct ne devrait pas prédire un flux négatif... On peut d’autre part exprimer C sous une forme comparable à S :

$$C = -2 \sum_{i=1}^N \left(n_i \ln \left(\frac{\mu_i}{n_i} \right) - (\mu_i - n_i) \right) \quad (4.20)$$

Cette formulation donne une minimisation équivalente à la précédente (ajout de termes constants, disparaissant dans ΔC), et toujours positive (utile dans les algorithmes de minimisation), valant 0 si $\forall i \mu_i = n_i$. Sous la forme de (4.20), on montre ([Cash, 1979]) :

$$\begin{aligned} C - S &\approx \sum_{i=1}^N O \left(\frac{(n_i - \mu_i)^2}{\mu_i \sqrt{\mu_i}} \right) \\ &\approx \sum_{i=1}^N O \left(\frac{1}{\sqrt{\mu_i}} \right) \quad \text{car } n_i \approx \mu_i \pm \sqrt{\mu_i} \end{aligned} \quad (4.21)$$

Ainsi, l’utilisation de S au lieu de C devient inadaptée dès que certaines valeurs attendues (μ_i) sont faibles. En suivant la recommandation de Cash [1979], l’utilisation de la statistique C s’impose dès lors que le nombre de coups dans un canal d’observation est inférieur à une dizaine, où lorsqu’une grande précision sur les intervalles de confiance est demandée. Ajoutons qu’aucune contrainte n’a été posée sur la taille des canaux énergétiques. A la limite, les canaux peuvent être suffisamment petits pour qu’ils ne contiennent

qu'au plus un évènement. Dans ce cas, la formulation de C peut être adaptée en utilisant directement la liste des n évènements reçus :

$$C = -2 \left(\sum_{i=1}^n I_{\Theta}(E_i) - \int I_{\Theta}(E) dE \right), \quad (4.22)$$

où E_i est l'énergie de l'évènement i .

Dans l'analyse des données du vol, les deux statistiques (S et C) ont été implémentées pour l'ajustement des spectres. L'utilisation du maximum de vraisemblance donne généralement de meilleurs résultats (stabilité, convergence des algorithmes et génération des intervalles de confiance), surtout lorsque la taille des canaux devient faible.

Algorithme de minimisation Les paramètres optimum $\hat{\Theta}$ sont obtenus par minimisation de la statistique S (ou C). Il s'agit donc de résoudre en Θ le jeu de p équations satisfaisant à $\nabla_{\Theta} S = (\partial S / \partial \theta_1, \dots, \partial S / \partial \theta_p) = 0$. Lorsque les dérivées partielles (analytiques ou numériques) du modèle sont disponibles, un algorithme efficace de minimisation est la *méthode de Newton*. L'idée de base est de travailler sur le développement de Taylor au second ordre de S au voisinage de Θ :

$$S(\Theta + \epsilon) \approx S(\Theta) + \nabla_{\Theta} S \epsilon + \frac{1}{2} \epsilon^t \nabla_{\Theta}^2 S \epsilon, \quad (4.23)$$

où $\nabla_{\Theta}^2 S = [\partial^2 S / \partial \theta_j \partial \theta_k]$ est la hessienne de S en Θ . La méthode de Newton consiste à minimiser le premier membre en minimisant itérativement le second membre, ce qui revient à :

$$\Theta_{n+1} = \Theta_n - (\nabla_{\Theta_n}^2 S)^{-1} \cdot \nabla_{\Theta_n} S \quad (4.24)$$

Cet algorithme converge très rapidement, pourvu que l'initialisation soit suffisamment proche de la solution. L'algorithme de Newton pose cependant deux problèmes :

- L'introduction de la hessienne rend la méthode *très* sensible aux fluctuations locales de S et peut rendre l'algorithme fortement divergent.
- La hessienne nécessite le calcul de dérivées secondes, qui ne sont pas toujours facilement disponibles ou irrégulières (divergence de l'algorithme).

La solution généralement retenue pour résoudre le premier problème est d'utiliser une méthode dite de *quasi-Newton* à pas restreint. Dans cette approche, le pas $\Delta \Theta_n = \Theta_{n+1} - \Theta_n$ de l'équation (4.24) est remplacé par :

$$\Delta \Theta_n = - (\nabla_{\Theta_n}^2 S + \lambda_n I)^{-1} \cdot \nabla_{\Theta_n} S \quad (4.25)$$

Le paramètre scalaire λ permet d'étendre le rayon de convergence de l'algorithme. Lorsque $\Delta \Theta_n$ induit une diminution de S , le pas est accepté et le paramètre λ est diminué (l'algorithme s'approche alors de l'algorithme de Newton). Au contraire, si $\Delta \Theta_n$ induit une augmentation de S , le pas est rejeté et λ est augmenté (l'algorithme s'approche alors d'un algorithme de descente de gradient, dont la convergence est plus lente mais aussi plus robuste). L'algorithme de Newton (ou quasi-Newton) est performant mais nécessite une "bonne" initialisation. En effet, comme tout algorithme déterministe, la convergence n'est assurée que vers un minimum local (le plus proche du point d'initialisation généralement).

Seuls les algorithmes stochastiques (tels que le recuit simulé) permettent une convergence en probabilité vers le minimum global (mais cet aspect dépasse de loin notre étude...).

D'un point de vue pratique, le gradient de S se calcule par :

$$\frac{\partial S}{\partial \theta_k} = -2 \sum_{i=1}^N \frac{n_i - \mu_i}{\sigma_i^2} \left(\frac{\partial \mu_i}{\partial \theta_k} \right) \quad (4.26)$$

Remarquablement, l'expression pour C reste identique en remplaçant σ_i^2 par μ_i . La hessienne de S quant à elle vaut :

$$\frac{\partial^2 S}{\partial \theta_k \partial \theta_j} = 2 \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left[\left(\frac{\partial \mu_i}{\partial \theta_k} \right) \left(\frac{\partial \mu_i}{\partial \theta_j} \right) - (n_i - \mu_i) \left(\frac{\partial^2 \mu_i}{\partial \theta_k \partial \theta_j} \right) \right] \quad (4.27)$$

Si C est utilisée, la valeur de la hessienne est à peine différente :

$$\frac{\partial^2 S}{\partial \theta_k \partial \theta_j} = 2 \sum_{i=1}^N \frac{1}{\mu_i} \left[\frac{n_i}{\mu_i} \left(\frac{\partial \mu_i}{\partial \theta_k} \right) \left(\frac{\partial \mu_i}{\partial \theta_j} \right) - (n_i - \mu_i) \left(\frac{\partial^2 \mu_i}{\partial \theta_k \partial \theta_j} \right) \right] \quad (4.28)$$

La variante généralement utilisée de l'algorithme de Newton à pas restreint est la méthode de Levenberg-Marquardt. Dans cet algorithme, les termes de dérivées secondes du modèle sont négligés (pour accélérer le calcul et renforcer sa stabilité). Dans les résultats d'ajustement réalisés sur les données du vol 2001, l'approximation de Levenberg-Marquardt est tout d'abord utilisée puis l'algorithme est relancé à partir de l'optimum en introduisant les dérivées secondes (usuellement, la dernière étape ne modifie que marginalement l'optimum).

Lorsque l'optimum est trouvé, la significativité du résultat est donnée par la différence de χ^2 telle que décrit précédemment. L'erreur sur un paramètre pourrait alors être calculée comme la projection sur cet axe de la frontière de l'espace enclos par la différence de χ^2 correspondant au niveau de confiance choisi. Néanmoins, cette méthode nécessite le calcul d'une surface dans un espace à q paramètres, ce qui peut nécessiter un temps de calcul prohibitif lorsque q est grand. Dès lors, l'estimation des erreurs a été faite suivant la méthode proposée par Strong [1985]. À convergence de l'algorithme de minimisation, la statistique choisie peut s'écrire, au deuxième ordre :

$$S(\hat{\Theta} + \epsilon) = S(\hat{\Theta}) + \frac{1}{2} \epsilon^t \nabla_{\hat{\Theta}}^2 S \epsilon \quad (4.29)$$

Cette expression est l'analogue en multidimension d'une approximation parabolique d'un minimum pour une fonction d'une seule variable. La matrice $H = 1/2 \nabla_{\hat{\Theta}}^2 S$ est appelée *matrice d'information* et est obtenue comme sous produit de l'algorithme de minimisation. Elle caractérise l'interdépendance des paramètres au sens où un paramètre θ_i est indépendant si (et seulement si) $H_{ij} = 0 \forall j \neq i$. Supposons maintenant que l'on souhaite estimer les erreurs sur les q (parmi p) paramètres d'intérêt, la matrice H de taille $p \times p$ doit tout d'abord être projetée sur le sous-espace des paramètres d'intérêts, de dimension q (obtention d'une matrice H' de taille $q \times q$). Cette matrice projetée est obtenue en appliquant l'opérateur suivant sur les $p - q$ paramètres à rejeter :

$$H'_{ij} = H_{ij} - \frac{H_{ik} H_{kj}}{H_{kk}} \quad \forall i, j \neq k, \text{ avec } k \in \{q+1, \dots, p\} \quad (4.30)$$

Dès lors, soit Q' la matrice des vecteurs propres (de norme 1) de H' , $Q' = (v_1, \dots, v_q)$ associés aux valeurs propres $(\lambda'_1, \dots, \lambda'_q)$, c.à.d que les vecteurs v_i vérifient $H'v_i = \lambda'_i v_i$ et $\|v_i\| = 1$. Les vecteurs propres s'interprètent alors comme les directions unitaires de l'ellipsoïde de vraisemblance, la longueur des axes étant proportionnelle à la racine des valeurs propres. En particulier, si on cherche l'erreur sur 1 paramètre, le même algorithme peut être utilisé en projetant H sur un espace à 1 dimension (on applique l'opérateur (4.30) $p - 1$ fois). Dans ce cas, l'erreur est donnée plus simplement par :

$$\epsilon_i = \sqrt{\Delta S \sum_{j=1}^N \frac{Q_{ij}^2}{\lambda_j}} \quad (4.31)$$

Dans cette relation, Q est la matrice des vecteurs propres de H (valeurs propres λ_i), mais le résultat est le même en prenant une matrice projetée (Q', λ'_i). ΔS est obtenu comme la valeur de χ^2 à 1 degré de liberté correspondante au niveau de confiance choisi. Par exemple, en prenant une des statistiques S ou C précédentes, les erreurs à "1 σ " correspondent à $\Delta S = 1$. Dans la suite de notre analyse, les barres d'erreur des paramètres seront estimées en suivant cette méthode.

4.3.1.2 Programmes de traitement des données

Les événements (avec leurs caractéristiques) sont regroupés dans des tables binaires de fichiers FITS [Wells *et al.*, 1981 ; Cotton *et al.*, 1995]. Ces fichiers peuvent être visualisés et traités par des outils dédiés (p.ex. FTOOLS). D'autre part, la bibliothèque de procédures CFITSIO fournit des outils pour gérer simplement les fichiers FITS dans le corps d'un programme (C ou FORTRAN). Partant de ces facilités, un ensemble de programmes C a été développé afin d'analyser "simplement" les données du vol 2001. Le traitement des événements se fait en trois étapes, correspondant à des modules séparés :

- Création d'un nouveau fichier à partir d'une expression de sélection des événements.
- Construction d'un (ou plusieurs) spectres et, éventuellement, ajustement en fonction d'une liste de fonctions et de paramètres.
- Création d'un compte rendu des résultats.

L'annexe F page 281 présente en détail l'utilisation, les options et les sorties de ces programmes à partir d'un exemple d'analyse des événements simples, sans veto, du détecteur 5 au plafond.

4.3.2 Analyse du bruit de fond

L'analyse du bruit de fond instrumental à partir des outils précédemment évoqués est utile pour plusieurs raisons. En effet, la comparaison des spectres obtenus en 2000 et 2001 permet d'évaluer l'influence du blindage actif. D'autre part, la forme du bruit de fond (continu, raies) d'un détecteur de faible volume peut être comparée à d'autres expériences. Enfin, elle permet de vérifier le bon fonctionnement des détecteurs et l'inexistence d'une raie parasite à 170 keV... Généralement, dans l'optique d'une recherche du signal à 170 keV, seuls les événements simples sont considérés (la probabilité de détection d'un flux diffracté par les événements multiples est trop faible, voir § 3.3.1.2 page 125).

4.3.2.1 Forme générale du bruit de fond et influence du blindage actif

La figure 4.23 montre les spectres enregistrés en ballon pour différentes expériences.

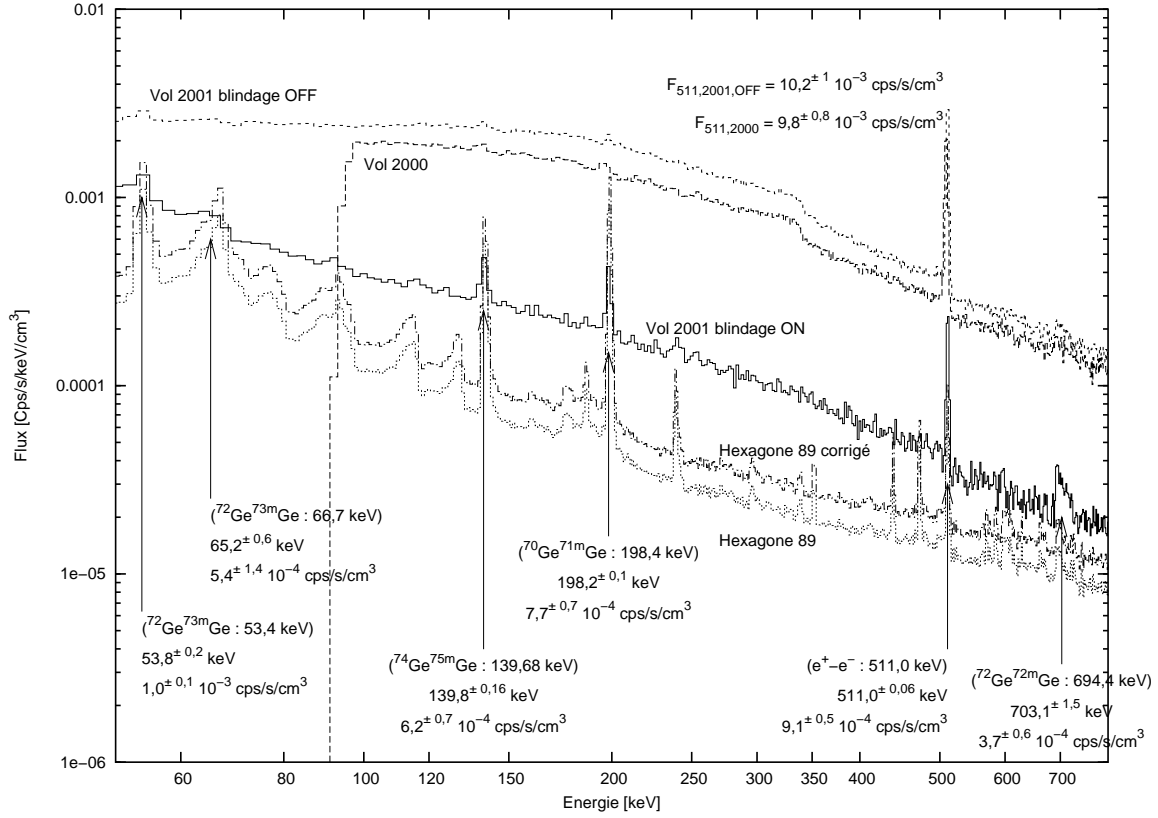


FIG. 4.23: Spectres comparés vols 2000, 2001 et Hexagone 89 entre 50 et 800 keV. Cinq spectres sont représentés sur cette figure : évènements au plafond pour les vols 2000 et 2001. Pour le vol 2001, deux spectres sont donnés, suivant la prise en compte (blindage ON) ou non (blindage OFF) des informations issues du système d'anti-coïncidence. À titre de comparaison, le spectre de l'expérience Hexagone (vol ballon à Alice Springs, Australie avec des détecteurs Ge le 22/05/1989). Le spectre Hexagone corrigé du flux ambiant est aussi tracé (voir texte). Six structures spectrales sont identifiables sur le spectre 2001 blindage ON. Les caractéristiques de ces raies (origine, position ajustée et flux) sont indiquées sur la figure.

Cinq spectres sont représentés :

Vol 2001 blindage OFF Évènements simples au plafond du vol 2001, sans prendre en compte les informations issues du système d'anticoïncidence (traitement identique au vol 2000).

Vol 2000 Évènements simples au plafond du vol 2000 (blindage passif). La rupture du spectre autour de 100 keV est due à un seuil énergétique de sélection plus élevé au cours de ce vol.

Vol 2001 blindage ON Évènements simples au plafond du vol 2001, en prenant en compte les informations de coïncidence du blindage. Cette configuration offre le

maximum de réjection du bruit de fond (environ 90% des événements à 170 keV) et sera donc généralement retenue dans l'analyse du vol 2001.

Hexagone 89 En mai 1989, 12 détecteurs germanium (volume total de 1568 cm³) ont été embarqués sous ballon stratosphérique depuis Alice Springs (Australie) [Matteson *et al.*, 1991]. Ces détecteurs étaient protégés par 295 kg de blindage actif : 240 kg de BGO de 5 cm d'épaisseur (côtés et arrière) et 55 kg de CsI(Na) de 10 cm d'épaisseur (collimateur). Le spectre tracé ici représente donc le bruit de fond enregistré par cette expérience.

Hexagone 89 corrigé Alice Springs ($\Phi_{\text{Alice Springs}} = -34^\circ$) étant plus proche de l'équateur géomagnétique que le vol 2001 ($\Phi_{\text{CLAIRE 2001}} \approx 40^\circ$, latitude géomagnétique), le flux de rayons cosmiques y est plus faible. Afin de comparer ces données au vol CLAIRE 2001, il est nécessaire de corriger de cet effet "d'ambiance". Gehrels [1992] propose l'utilisation d'un facteur correctif $E^{0.7}$ valant 1.0 pour un vol à 40 km d'altitude depuis Palestine, Texas (latitude géomagnétique proche de CLAIRE 2001) et 0,72 pour un vol à la même altitude depuis Alice Springs (type Hexagone). Le spectre d'Hexagone a donc été tracé après correction de ce facteur.

Pour les vols CLAIRE, les flux enregistrés ont été corrigés du temps mort (15% en 2001, 10% en 2000).

Contribution du blindage actif D'après le précédent graphique, le blindage actif induit une réduction d'un facteur d'environ 10 du bruit de fond (facteur globalement constant au-dessus de 150 keV). Néanmoins, la masse de blindage est elle-même source de bruit. Cela peut être observé par le flux plus important du vol 2001 avec blindage OFF comparé au vol 2000. Cet accroissement est d'environ 50% à 170 keV, quasiment constant en dessous de la raie d'annihilation, plus faible au-dessus. Cette génération de bruit de fond supplémentaire est due à l'interaction des rayons cosmiques avec le blindage et montre donc l'intérêt d'un blindage léger. En comparant avec le spectre corrigé d'Hexagone, le continu de bruit de fond est environ 3,5 fois plus important dans la configuration CLAIRE 2001 blindage ON par rapport à Hexagone. Cette différence provient probablement de l'épaisseur de blindage actif (5 cm BGO et 10 cm CsI pour Hexagone, 3 et 2 cm CsI pour CLAIRE 2001), bloquant une grande part des diffusions Compton.

Raies de bruit de fond Dans le spectre utile de CLAIRE 2001 (50-800 keV), seules six raies de bruit de fond sont identifiables (voir figure 4.23 page ci-contre), toutes liées à l'activation du germanium (activation du détecteur lui-même). Les différences entre l'énergie théorique et l'énergie ajustée sont principalement dues aux erreurs de calibration (notamment à 53,4 keV) et à la forme non-gaussienne des raies (raies triangulaires à 66,7 et 694,4 keV). Comparativement au spectre d'Hexagone, les raies sont moins nombreuses et moins intenses. Qualitativement, cela est dû à une masse moindre de matériel (détecteur et blindage) pouvant être activée et donc produire des raies de désexcitation (voir par exemple la raie à 198,4 keV). De plus, la durée totale de vol au plafond (et donc d'irradiation) d'Hexagone était de 17^h30^{min} contre 5^h30^{min} pour CLAIRE 2001. Étant donnée la durée de vie des isotopes, certaines raies n'ont pas eu le temps de se développer pendant le vol 2001, notamment la raie du ²¹²Pb (238,6 keV) dont la demi-vie est de 10,6^h.

Enfin, aucune structure n'est décelable à 170 keV dans les données des événements simples au plafond de CLAIRE 2001 : le signal diffracté est évidemment trop "dilué" pour être observé à ce stade et aucune raie parasite de bruit de fond n'est présente.

4.3.2.2 Bruit de fond autour de 170 keV

Le signal diffracté par la lentille est attendu à 170 keV. La modélisation du bruit dans une bande centrée sur cette énergie est donc importante pour l'analyse des données (voir § 4.3.1.2 page 187) et la vérification du bon fonctionnement des détecteurs. Dans cette région (80-300 keV), le bruit de fond (événements simples) est constitué de trois composantes :

Continu La composante continue est bien ajustée par une loi de puissance, dont l'amplitude et l'index varient en fonction du détecteur.

Raie à 139,7 keV Raie d'activation du Ge, elle est modélisée par une gaussienne. Sa durée de vie est suffisamment faible (47,7 s) pour que son intensité soit en équilibre avec le flux incident de rayons cosmiques.

Raie à 198,4 keV Cette raie est la combinaison de l'énergie de désexcitation d'un photon (174,9 keV) et d'une conversion électronique (23,5 keV). Du fait de cette double origine, le photon est parfois détecté dans un élément différent du lieu de production (où l'électron dépose son énergie). Pour cette raison, cette raie est la seule notable dans les événements doubles dans cet intervalle en énergie. De même que la raie à 139,7 keV, sa forme est gaussienne et son intensité est en équilibre avec le flux d'irradiation (demi-vie de 20 ms).

Quantitativement, le tableau 4.5 page 192 donne les paramètres ajustés (non corrigés du temps mort) pour les événements simples et doubles (détecteurs adjacents par un côté ou un coin) de la composante continue et des raies. La sélection a été effectuée pour les événements au plafond et la lentille pointée vers le Crabe (à moins de 5'), cette dernière condition permettant d'assurer une orientation (pratiquement) constante de l'instrument au cours de l'acquisition. D'après les paragraphes 4.2.4.1 page 175 et 4.2.4.2 page 176, une partie (plus ou moins importante suivant le détecteur) de ce temps de pointage devrait correspondre à l'acquisition du signal diffracté (environ 40% pour le détecteur 5). Son influence sera négligée pour essentiellement deux raisons :

- L'influence du pic à 170 keV serait sensible dans une bande de quelques keV (typ. 10), limitée à une erreur dans l'estimation des paramètres du continu. Comparé à la base d'ajustement de cette composante (environ 200 keV si on exclut les deux autres raies), l'effet peut être considéré comme négligeable.
- Pratiquement, aucun pic n'est statistiquement significatif à 170 keV sur les spectres des événements simples pendant le pointage Crabe. Cette constatation conforte la négligeabilité du pic à 170 keV dans l'estimation des paramètres de bruit de fond mais constitue aussi le premier indice que le pointage primaire n'est pas aussi satisfaisant qu'énoncé au § 4.2.4.2 page 176 (voir le paragraphe concernant la recherche du signal diffracté page 194).

Ces modèles de bruit de fond autour de 170 keV seront utilisés dans les algorithmes de recherche du signal. Globalement, le niveau de la composante continue est d'autant

plus important que le détecteur est exposé au flux ambiant (2 faces exposées pour les détecteurs 1,3,7 et 9 ; 1 pour 2,4,6 et 8 ; aucune pour le détecteur 5). Cet effet est d'autant plus sensible que l'énergie est basse, ce qui induit des spectres plus “mous” (index spectral plus grand) dans les détecteurs exposés. Concernant les raies, la dégradation de la largeur à mi-hauteur constatée au sol avant le lancement (cf. § 4.1.2 page 151) est toujours observée (dégradation croissante suivant une diagonale 3 vers 7).

La figure 4.24 donne les flux enregistrés dans la bande 155-185 keV au plafond du vol CLAIRE 2001, avec et sans prise en compte des vetos. D'après ce graphique, le bruit de

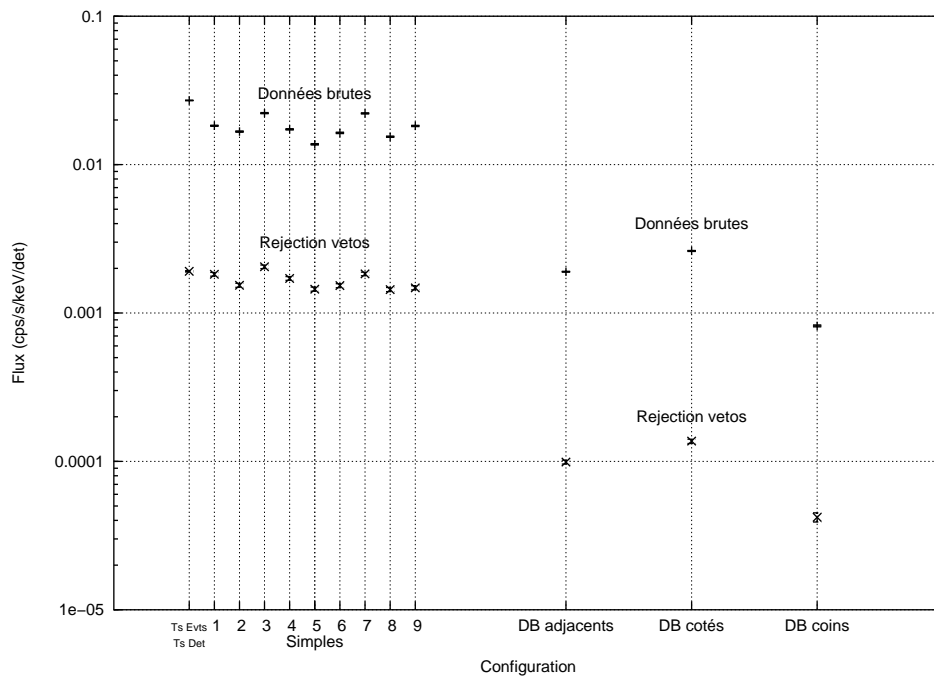


FIG. 4.24: Flux au plafond du vol CLAIRE 2001 dans la bande 155-185 keV et dans différentes configurations de détection

fond est réduit d'un facteur environ 10 pour tous les évènements simples et 20 pour les doubles. Les variations de flux (surtout visibles sur les données brutes) correspondent aux positions, plus ou moins exposées, des détecteurs. De même, parmi les configurations des doubles adjacents, le flux des voisins par un côté est environ 3 fois plus important que les détecteurs adjacents par un coin : ce résultat est évidemment attendu, compte tenu de la distance et de la quantité de matériel séparant les deux détecteurs de ces configurations.

Finalement, ces analyses montrent que les détecteurs se comportent comme prévu, les différentes structures et niveaux étant bien interprétés.

4.3.3 À la recherche des photons du Crabe...

Tous les éléments étant maintenant définis (performances de pointage, outils de traitement, niveaux de bruit de fond, simulations, etc.), la recherche du signal diffracté par la lentille peut être effectuée. Pour la sélection des évènements, il s'agit de définir des critères permettant de maximiser le signal et de minimiser le bruit de fond. Étant données

Configuration	Composante continue		Raie à 139,7 keV			Raie à 198,4 keV		
	flux à 170 keV [10 ⁻³ cps/s/keV/det]	index [1]	amplitude [10 ⁻³ cps/s/keV/det]	centroïde [keV]	FWHM [keV]	amplitude [10 ⁻³ cps/s/keV/det]	centroïde [keV]	FWHM [keV]
Évènements simples	1	1,72±0,03	1,20±0,05	140,5±0,8	2,8±1,1	1,9±0,4	198,4±0,4	2,5±0,6
	2	1,43±0,03	1,06±0,06	139,0±1,0	3,6±1,4	2,6±0,5	198,0±0,3	2,3±0,4
	3	1,86±0,03	1,23±0,05	140,1±0,6	2,7±0,8	3,6±0,6	198,1±0,2	1,9±0,3
	4	1,57±0,03	1,07±0,06	139,7±0,4	2,5±0,6	1,2±0,3	198,1±0,9	4,4±1,1
	5	1,36±0,03	1,06±0,06	140,2±0,5	2,7±0,7	2,5±0,5	198,1±0,3	2,2±0,4
	6	1,45±0,03	1,06±0,06	139,5±0,3	1,7±0,4	1,2±0,4	198,6±0,6	2,5±0,8
	7	1,67±0,03	0,97±0,06	139,5±0,9	4,1±1,2	1,4±0,3	198,1±0,9	5,6±1,2
	8	1,36±0,03	1,23±0,06	140,4±0,8	3,7±1,1	1,2±0,3	197,9±0,8	3,8±1,0
	9	1,44±0,03	1,06±0,06	139,4±0,7	2,7±0,9	2,2±0,4	198,0±0,4	2,5±0,5
Tous	1,54±0,01	1,10±0,02	1,7±0,2	139,8±0,2	2,5±0,3	1,8±0,1	198,1±0,2	2,9±0,2
Doubles côtés	0,126±0,002	-0,4±0,1	-	-	-	0,33±0,03	198,3±0,4	4,8±0,5
Doubles coins	0,0295±0,001	-0,3±0,3	-	-	-	0,049±0,01	199,4±1,5	6,0±2

TAB. 4.5: Composantes ajustées de bruit de fond (continu et raies) des évènements simples et doubles du vol CLAIRÉ 2001. La sélection des évènements est effectuée pendant le plafond et le pointage Crabe. La composante continue est modélisée par une loi de puissance de la forme $F_{\text{continu}} = a_1 \tau_0 (E/170)^{-s}$, où a est donc l'amplitude du continu à 170 keV et s est l'index de la loi de puissance. Les raies sont modélisées par des gaussiennes dont l'amplitude, le centroïde et la largeur à mi-hauteur (FWHM) sont données. Les évènements doubles concernent les détecteurs adjacents par un côté (12 détecteurs équivalents) ou par un coin (8 configurations). Par manque de statistique, les configurations individuelles des évènements doubles ne peuvent pas être ajustées.

les efficacités simulées des détecteurs (cf. § 3.3.1.2 page 125), il semble évident que seuls les événements simples, avec réjection des vetos contribuent sensiblement à la détection. D'autre part, les conditions d'observation (absorption atmosphérique notamment) furent pratiquement constantes au cours du pointage; il n'y a donc pas lieu de faire d'autre sélection temporelle (hormis le pointage) que les événements acquis pendant le plafond. Au final, les critères restant concernent le pointage Crabe et le pointage primaire (i.e la position du point focal sur la matrice) :

Pointage Crabe Du fait essentiellement de l'effet prisme du filtre solaire (cf. § 4.2.2.3 page 166), la qualité de pointage Crabe est assez dégradée et relativement incertaine (cf. 4.2.4.1 page 175). Dès lors, il semble raisonnable de garder le maximum de temps de pointage autour du Crabe (seuil fixé à 5'). En contrepartie, le signal sera distribué sur une plus grande plage en énergie (cf. la simulation du vol § 4.3.3.1).

Pointage détecteur Nous avons vu au § 3.3.1.2 page 125 que les détecteurs convolués avec la réponse lentille pouvaient être assimilé à des cylindres dans le cas de la détection des événements simples. Le critère de sélection peut donc être exprimé comme la distance limite du point focal au centre du détecteur, au-delà de laquelle les événements ne sont plus retenus. En toute rigueur, cette limite dépend de la distribution des temps d'exposition sur les détecteurs et pourrait être estimée par simulation complète des vols, en maximisant la détection en fonction du rayon d'acceptance. Néanmoins, un tel algorithme serait long à mettre en place et, surtout, serait sensible à la validité du modèle, notamment l'efficacité spatiale réelle des détecteurs et leur position exacte (voir le paragraphe sur la recherche de la position du détecteur page suivante). Pour ces raisons, le rayon d'acceptance a été fixé, plus ou moins arbitrairement à 0,6 cm, le disque ainsi défini ayant alors une efficacité simulée moyenne d'environ 50% et permet d'être plus tolérant aux erreurs de positionnement.

Lors d'une première analyse, alors que le problème du filtre solaire n'avait pas encore été découvert, la distance limite au Crabe a été fixée à 90" avec un rayon d'acceptance sur le détecteur de 0,7 cm. Les traitements alors effectués n'ont pas permis de mettre en évidence le signal diffracté [Haloïn *et al.*, 2003a,b]. En conséquence, les performances de pointage ont été revues, ce qui a permis de découvrir et quantifier le problème du filtre solaire et de mettre en doute la position réelle du détecteur par rapport à la lentille (des décalages ayant été observés mais non expliqués au sol). En l'absence de contraintes mécaniques fortes concernant le deuxième point, il s'est avéré nécessaire de rechercher "à l'aveugle" la position réelle du détecteur. Néanmoins, cette recherche apporte des degrés de liberté supplémentaires, diminuant ainsi la probabilité de détection. La résolution de ce problème passe par la connaissance à priori de certaines informations :

- La modélisation du bruit de fond dans l'ajustement des spectres (cf. § F.2, page 285) à partir des données du tableau 4.5 page ci-contre.
- La simulation du vol, permettant d'estimer la largeur et la position du pic diffracté, son intensité (c.à.d l'efficacité de la lentille) restant évidemment un paramètre libre.

4.3.3.1 Simulation du vol CLAIRE 2001

La simulation du flux diffracté par la lentille au cours de l'observation de la nébuleuse du Crabe a pu être menée à partir des informations suivantes :

Les caractéristiques de la nébuleuse du Crabe Ces informations (essentiellement la taille et le spectre émis) sont données dans le § 3.1.1 page 108.

L'absorption atmosphérique L'absorption atmosphérique en fonction de l'altitude et de l'élévation de pointage est calculée à partir d'un modèle standard d'atmosphère [U.S. Standard Atmosphere, 1976] (cf. page 111).

Modèle de diffraction Le modèle de diffraction utilisé est basé sur le modèle de Darwin (cf. § 2.1.2.10 page 47), inclus dans le programme de simulation de Monte-Carlo de la lentille décrit au § 2.3.2.2 page 83.

Les données de réglage 2001 Lorsque cette simulation a été mise en place, les résultats de réglage 2003 n'étaient pas encore connus. La simulation se base donc sur les données du réglage 2001 (pour lesquelles le flux incident et la surface irradiée du cristal sont mal connues, cf. § 2.3.3 page 85). Les résultats sont toujours valides quant à la position et à la largeur du pic diffracté (ces valeurs dépendent essentiellement de l'énergie de réglage et des performances de pointage) mais le flux diffracté total sera certainement moins précis que celui obtenu dans le cas du test à longue distance (cf. § 2.3.6 page 98). En fait, les approximations et la procédure utilisée pour les données 2001 semblent sous-estimer le flux diffracté (notamment par la non prise en compte de la longueur d'extinction).

Les performances de pointage fin Les performances absolues de pointage sont calculées dans le § 4.2.4.1 page 175, en prenant en compte l'influence du filtre solaire et la rotation de champ calculée à partir des données Litton.

La figure 4.25 page ci-contre présente le spectre diffracté, calculé après 1000 simulations de Monte-Carlo du vol 2001. Les "bons" intervalles de temps correspondent aux temps de pointage à moins de 5' de la source, soit presque 4 heures d'observation. Pendant ce temps, environ 175 photons provenant du Crabe ont été diffractés par la lentille. Le flux étant quasiment constant au cours du pointage, cela revient à $1,26 \cdot 10^{-2}$ photons par seconde. Le spectre simulé est ajusté par une gaussienne. Même si la forme réelle diffère légèrement d'une gaussienne, l'intégrale du modèle s'accorde très bien au flux total simulé. La largeur à mi-hauteur du signal est de 7,5 keV. Compte tenu de la résolution des détecteurs (2,5 à 3 keV FWHM) et de leur calibration, un pic de $8^{\pm 0,1}$ keV devrait être détecté. La position du pic est ajustée à 169,6 keV. Étant données la largeur du pic et les calibrations détecteurs, cette valeur est tout à fait compatible avec un pic recherché à 170 keV.

En considérant la position du point focal déduite des positions du cadre lentille (§ 4.2.4.2 page 176), $2^h 15^{min}$ de pointage sur le détecteur sont utiles. Compte tenu de l'efficacité moyenne de 50% dans le photopic des détecteurs équivalents, et du temps mort de l'instrument (15%), au moins 45 évènements devraient être détectés. Les analyses effectuées sur cette hypothèse ne permettant pas la détection de ces évènements, un décalage du détecteur permettant une détection positive a été recherché en fixant la position du pic (170 keV) et sa largeur à mi-hauteur (8 keV).

4.3.3.2 Recherche d'un décalage du détecteur

Lors de la préparation de la nacelle pour le vol 2001, l'alignement du détecteur sur l'axe de la lentille se fait grâce au laser monté sur la caméra centrale, tournante, de la

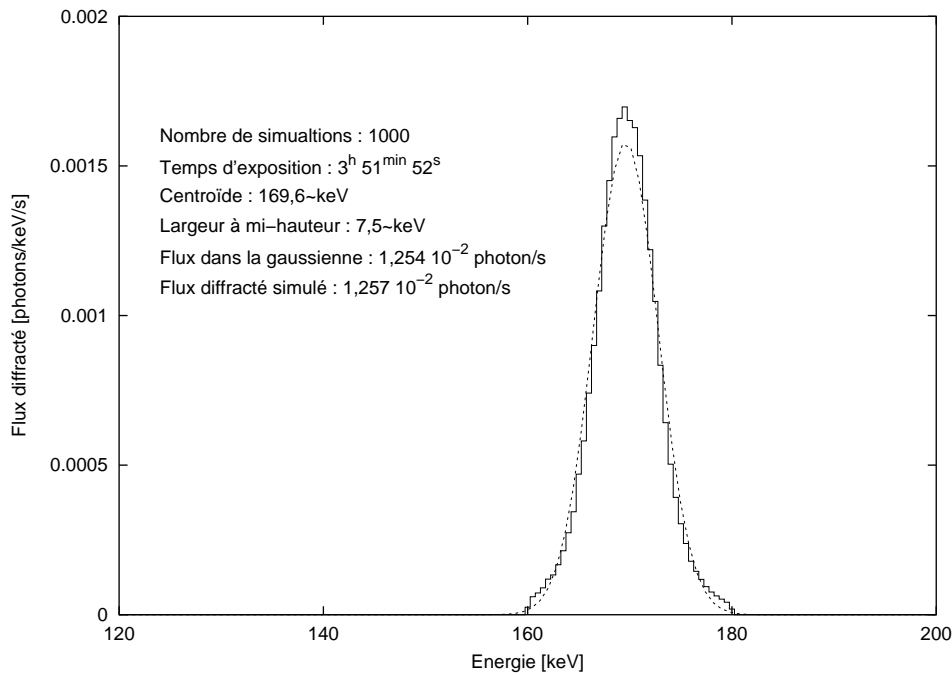


FIG. 4.25: Simulation du spectre diffracté par la lentille pendant le vol CLAIRE 2001. La figure montre le résultat de 1000 simulations de Monte-Carlo du vol, pendant le pointage Crabe (à moins de 5' de la source).

lentille. En effet, par rotation de la caméra, le point laser décrit un cercle dans le plan de détection. Le corps du laser est alors orienté de façon à réduire le rayon de ce cercle jusqu'à la taille d'un point. Ce point matérialise alors l'intersection du plan de détection avec l'axe de rotation de la caméra, qui est par définition l'axe de la lentille. La procédure d'alignement du détecteur par rapport au repère de pointage est alors la suivante :

1. La nacelle est placée en position verticale (pour des raisons pratiques d'intervention sur les systèmes).
2. La position du cadre lentille est asservie à la position zéro du système de pointage des cadres.
3. Le laser de pointage est ajusté sur le plan focal (si besoin, par rotation de la caméra) et la position de la matrice germanium est ajustée pour faire coïncider le centre du détecteur 5 avec le point laser.

La précision de placement par cette méthode est estimée à $\pm 0,5$ mm, compte tenu de la taille de la tache laser et de la rotation résiduelle (ajustée "à l'oeil") de la matrice. Ce placement se fait donc par rapport à l'autocollant de repérage des détecteurs sur la capsule et non la position "physique" des détecteurs. L'erreur supplémentaire induite est elle aussi de l'ordre de $\pm 0,5$ mm (cf. § 3.3.1.1 page 123).

Néanmoins, lors de mesures successives au sol avant le vol, un déplacement du point laser de l'ordre de 5 mm par rapport au détecteur a été constaté. Imputé à ce moment à un mauvais placement initial, l'absence de signal dans les analyses a, a posteriori, suggéré un possible problème de décalage du détecteur par rapport à sa position théorique pendant le

vol. En l'absence d'informations supplémentaires (contraintes mécaniques par exemple), la recherche de ce décalage (supposé constant au cours du vol) s'est fait par maximisation du signal détecté (en probabilité de détection). Ainsi, pour chaque décalage, un spectre est généré à partir des événements simples correspondant à un pointage dans un disque de 6 mm de rayon sur chaque détecteur. Ce spectre est alors ajusté à partir d'un modèle de bruit de fond (cf. tableau 4.5 page 192 et § F.2 page 285) plus une fonction gaussienne de signal (largeur et centroïde fixés respectivement à 8 et 170 keV). L'amélioration de la statistique utilisée (maximum de vraisemblance) donne alors la probabilité du signal.

La figure 4.26(a) présente le résultat de cette recherche sous forme de carte, dans une gamme de déplacements mécaniquement "raisonnables", soit ± 15 mm suivant les deux axes. À chaque point d'échantillonnage de ce plan (pas de 1 mm), l'analyse complète des

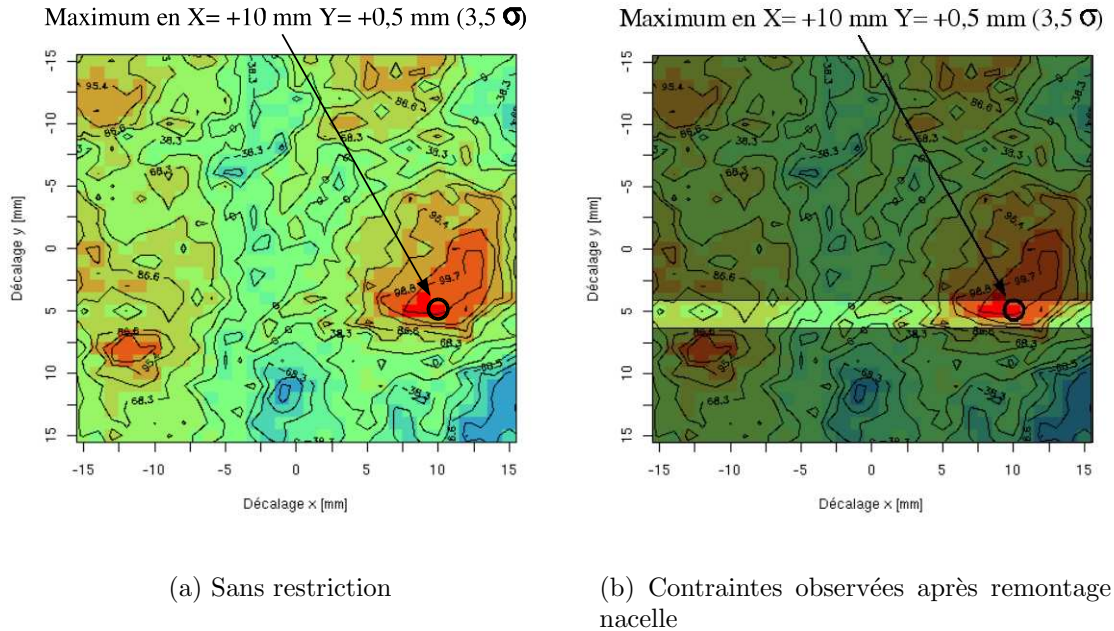
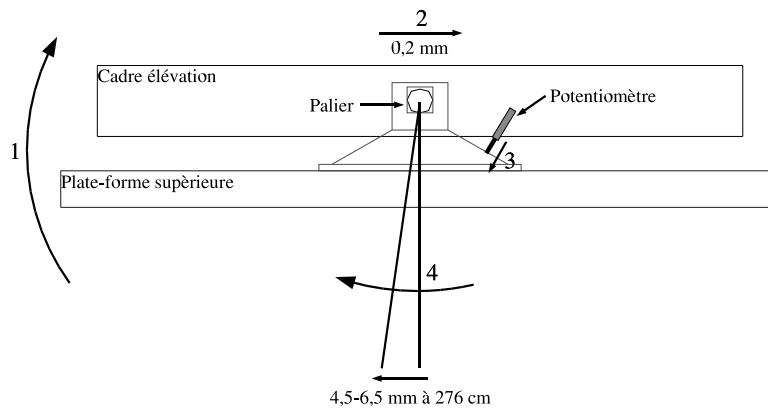


FIG. 4.26: Cartes de recherche du décalage détecteur *par rapport à l'axe lentille*. Les courbes de niveau représentent la probabilité (en %) du signal détecté *indépendamment des déplacements en x et y*. La figure de gauche donne la première carte calculée, avant le remontage de la nacelle. Sur la figure de droite ont été ajoutées les contraintes observées après remontage (décalage vertical entre 4,5 et 6,5 mm).

événements est effectuée à partir du décalage correspondant du détecteur et la probabilité de détection correspondante est représentée par une échelle de couleur (du bleu au rouge). Certaines lignes de niveau sont tracées. Par convention, les pics "négatifs" (rejetés de la recherche) ont une probabilité négative. Deux positions voisines sur la carte (décalage détecteur similaire) correspondent à des temps d'exposition différents mais regroupant une grande fraction de "bons" intervalles (c.à.d, au final, d'événements) communs. Pour cette raison, les probabilités de détection se répartissent par zones, traduisant la forte dépendance des résultats voisins. D'après cette carte, le maximum est trouvé pour un décalage en x de +10 mm et +5 mm en y.

Bien que non indépendantes, le nombre de positions de recherche (961) induit une probabilité corrigée de détection bien trop faible. Afin de davantage contraindre la zone de recherche, la nacelle avec son système d'asservissement des cadres a été reassemblée. L'objectif de cette opération était de comparer les positions asservies de l'axe lentille en position verticale (position de réglage du détecteur) et inclinée de 70° (élévation de pointage). Ces expériences ont montré un décalage systématique de l'axe lentille entre 4,5 et 6,5 mm suivant l'axe $-\vec{Y}_{det}$ (équivalent donc à un décalage du détecteur de $+5,5^{+1}$ mm en y). Cet écart est expliqué par le jeu dans la fixation de l'axe du cadre en élévation (cf. fig 4.27).



La figure représente le cadre lentille en élévation montée sur la plate-forme supérieure en position verticale (position de réglage du détecteur). Sa position est alors asservie à zéro grâce aux données renvoyées par le potentiomètre linéaire (voir figure). Lorsque la nacelle passe en position de pointage, les étapes suivantes se succèdent :

1. La nacelle entière s'incline pour rejoindre la position de pointage.
2. Le poids du cadre le fait glisser vers le bord droit du palier (mouvement d'environ 0,2 mm).
3. Le potentiomètre s'appuyant sur une surface en pente, il s'allonge.
4. L'asservissement corrige cette (fausse) information de rotation, d'où un décalage de $5,5^{+1}$ mm au niveau du détecteur.

FIG. 4.27: Origine du décalage Y de l'axe lentille

Concernant le décalage suivant l'axe X, le seul moyen constaté de le reproduire mécaniquement est dû à un glissement de la tige de mesure du potentiomètre de position par rapport au corps, pouvant être consécutif à des mouvements violents du cadre (oscillations en butée par exemple). Cette piste n'apporte pas plus de contraintes en X que l'intervalle de recherche initial entre -15 et +15 mm.

Finalement, la zone de recherche effective se restreint à une bande de $2 \times 15 \text{ mm}^2$ (cf. fig 4.26(b) page précédente). Cette zone contient toujours le décalage de détection maximale (ce qui peut constituer déjà un indice que ce résultat n'est pas dû qu'au hasard...).

Le spectre correspondant à ce maximum est représenté en figure 4.28. Le pic correspond à 33^{+10} évènements simples détectés en $1^h 12^{min} 37^s$, soit une probabilité de détection, sans correction du nombre d'essais, de 99,976%, c.à.d $3,5\sigma$.

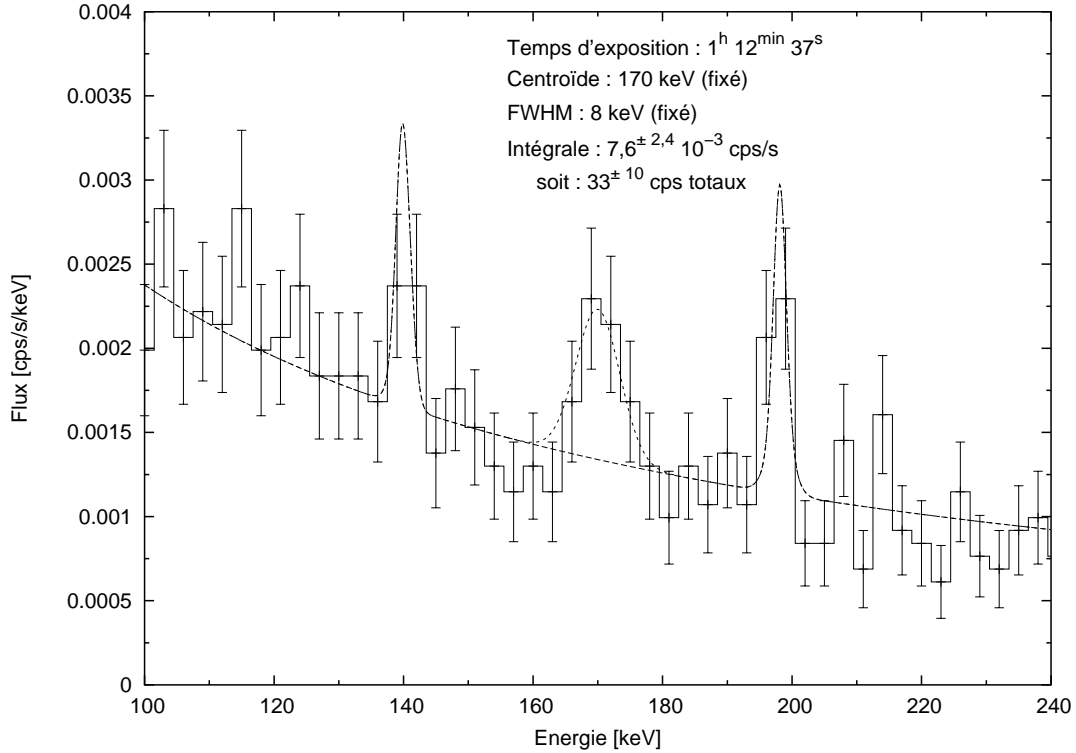


FIG. 4.28: Spectre du signal diffracté pendant le vol 2001. Ces données ont été sélectionnées avec un décalage détecteur de X+10 et Y+5 mm (voir texte). Le pic correspond à une détection à $3,5\sigma$ (d'après statistique du maximum de vraisemblance), sans correction du nombre d'essais (3σ après correction).

L'ajustement de ce spectre s'est effectué en fixant la largeur à mi-hauteur (8 keV) et le centroïde (170 keV) d'après la simulation des évènements diffractés. Néanmoins, la position du point focal n'est pas indépendante de la précision de pointage sur le ciel. Il est donc nécessaire de vérifier que ces paramètres sont toujours compatibles avec la simulation des *évènements détectés* dans cette configuration particulière. Pour ce faire, les interactions des photons diffractés avec le détecteur sont simulées (cf. § 3.3.1.2 page 125) en prenant en compte le décalage trouvé précédemment et la résolution énergétique des détecteurs. Le fichier ainsi créé est alors traité de la même façon (mais sans bruit de fond) que les données du vol.

Le spectre résultant de ces simulations montre un pic centré à 169,6 keV et de largeur 7,5 keV (FWHM). La position du pic n'a donc pas changé (comme attendu), mais la largeur du pic simulé (qui prend cette fois-ci en compte la résolution des détecteurs) est légèrement plus faible (de 0,5 keV). Cette diminution est compréhensible puisque les dépointages maximaux au Crabe (et donc les énergies diffractées les plus "étalées"), sont principalement dus à l'oscillation à 170 s (cf. § 4.2.5 page 178), elle-même responsable des excursions du point focal sur le détecteur. Ainsi, en sélectionnant des pointages sur

les éléments de détections, les élongations maximales au Crabe sont aussi rejetées, d'où un pic diffracté légèrement plus fin. Néanmoins, compte tenu du nombre d'évènements disponibles, cette différence est négligeable pour l'algorithme d'ajustement.

D'autre part, cette même simulation prévoit 24,9 évènements simples détectés entre 160 et 180 keV (un peu moins que les données réelles). Compte tenu du temps d'exposition ($1^h12^{min}37^s$) et du flux diffracté simulé ($1,2610^{-2}$ photons par seconde, soit 55 photons en $1^h12^{min}37^s$), constant au cours de l'observation, l'efficacité de détection dans cette configuration est d'environ 45,5%. Cette valeur est légèrement plus basse que la moyenne de l'efficacité sur un disque de 6 mm de rayon car l'exposition est plus importante sur les bords (efficacité plus faible) qu'au centre.

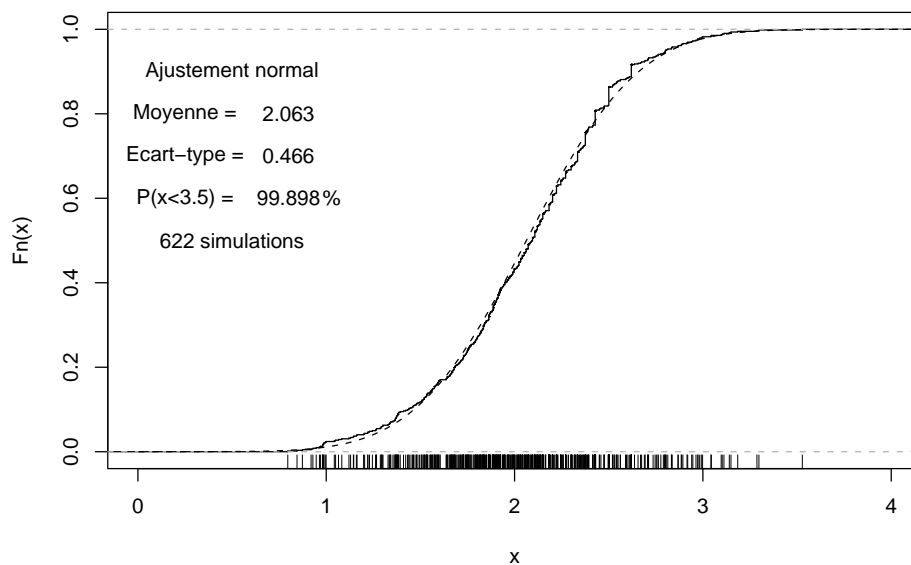


FIG. 4.29: Fonction de partition empirique de fausse détection. L'estimation a été effectuée à partir de 622 cartes simulées. Cette fonction représente donc la probabilité d'avoir "par hasard" un maximum de détection inférieur à $x\sigma$ parmi les 60 points de recherche du décalage. La distribution empirique a ensuite été ajustée par une loi normale dont la moyenne et l'écart-type sont indiqués sur le graphique

4.3.3.3 Probabilité de détection et efficacité de diffraction

La probabilité de détection ($3,5\sigma$) déduite de la recherche d'un décalage du détecteur ne prend pas encore en compte le nombre d'essais nécessaires pour trouver ce résultat. En d'autres termes, il faut estimer la probabilité d'obtenir "par hasard" un pic supérieur ou égal à $3,5\sigma$ en ne considérant que le bruit de fond et en utilisant la même procédure de recherche (60 essais). Cette probabilité de "fausse" détection est difficile à estimer a priori puisqu'elle dépend (au moins) des niveaux de bruit de fond dans les différents détecteurs, des temps communs de pointage entre deux positions, de la procédure d'ajustement, etc.

Néanmoins, cette distribution de probabilité peut être calculée via une simulation de Monte-Carlo. À partir du modèle de bruit de fond établi, il est possible de simuler des événements de bruit de fond (sans inclure de source !) pour chaque détecteur. D'autre part, connaissant les temps d'exposition respectifs des détecteurs pour chacun des 60 décalages de recherche, un ensemble d'événements représentatifs du bruit de fond peut être simulé en chaque point de la carte. Enfin, ces données simulées sont traitées avec le même algorithme que pour la recherche du décalage détecteur. La figure 4.29 page précédente montre ainsi la fonction de partition empirique calculée à partir de 622 cartes simulées.

Cette distribution est très bien ajustée par une loi normale de moyenne 2 et d'écart-type 0,47. D'après ce modèle, la probabilité, à partir du bruit de fond uniquement, de trouver une détection à $3,5\sigma$ ou plus est de $1 - 0,99898 = 0,00102\%$. En d'autres termes, le signal trouvé par l'analyse du vol 2001 est incompatible avec une variation statistique du bruit de fond avec un niveau de confiance de 99,898%, soit 3σ .

Tous les éléments sont maintenant réunis pour estimer l'efficacité au pic de la lentille à partir des données du vol [Halloin *et al.*, 2004]. La formule suivante donne l'efficacité au pic de la lentille, ramenée à une largeur de diffraction de 3 keV (cf. § 2.3.6.3 page 102) :

$$\begin{aligned} \epsilon_{pic, 3 \text{ keV}} &= \frac{F_{vol}}{F_{Crabe, 170} S_{lent} \epsilon_{atm} \epsilon_{det} \epsilon_{temps \text{ mort}}} \frac{FWHM_{vol}}{3 \text{ keV}} \\ &= 12,5^{\pm 4} \% \end{aligned}$$

où :

$$\begin{aligned} F_{vol} &= 8,9^{\pm 2,8} 10^{-4} \text{ cps/s/keV} \quad \text{Flux diffracté à 170 keV pendant le vol.} \\ F_{Crabe, 170} &= 14,2^{\pm 0,2} 10^{-5} \text{ cps/s/cm}^2/\text{keV} \quad \text{Flux incident du Crabe à 170 keV (cf. § 3.1.1).} \\ S_{lent} &= 511 \text{ cm}^2 \quad \text{Surface géométrique de la lentille} \\ \epsilon_{atm} &\approx 67\% \quad \text{Absorption atmosphérique} \\ \epsilon_{det} &\approx 45,5\% \quad \text{Efficacité de détection} \\ \epsilon_{temps \text{ mort}} &\approx 85\% \quad \text{Temps "de vie" lors de l'acquisition.} \\ FWHM_{vol} &= 8 \text{ keV} \quad \text{Largeur ajustée du pic} \end{aligned} \tag{4.32}$$

Cette efficacité est compatible avec celle trouvée pour le test à grande distance ($9,7^{\pm 0,3}\%$, cf. § 2.3.6.3 page 102). Notons que de par l'algorithme de recherche utilisé (maximisation de la détection), l'efficacité au pic déduite du vol est probablement surévaluée, une valeur d'environ 10% semblant plus raisonnable. Remarquons aussi que si on ne prend en compte que les événements dans la largeur à mi-hauteur (8 keV), le bruit de fond est d'environ 60 événements, comparable avec le nombre de photons détectés du Crabe (cas assez inhabituel en instrumentation gamma).

4.3.3.4 Remarque sur l'origine des décalages du détecteur

Si le décalage suivant l'axe Y est bien contraint et compris, l'incertitude sur la position en X est plus difficile à estimer. En effet, en supposant un "décrochage" du potentiomètre de cross-élévation au cours d'une oscillation violente en vol, un décalage entre les données de l'inclinomètre de rotation de champ et le potentiomètre devrait être visible, ce qui n'est pas le cas. De plus, cet axe est celui du mouvement principal du point focal sur la

matrice de détection (oscillation à 170 s). Un décalage suivant l'axe X correspond donc à une phase différente de l'oscillation. Dès lors, il est envisageable qu'un décalage temporel (dérive d'horloge, faux zéro, etc.) puisse se traduire par un déplacement latéral lors de l'optimisation de détection.

La figure 4.30 montre l'histogramme de pointage sur le détecteur après correction du décalage de l'axe lentille. Le masque de sélection des événements est superposé à ce graphique, les zones en clair correspondant aux “bons” pointages. D'après cette figure, on remarque que l'algorithme de maximisation de détection place le maximum du temps d'exposition juste *en dehors* du détecteur 5. Le décalage réel peut être effectivement à cette position mais il est aussi possible qu'une erreur dans la détermination du pointage détecteur (pour quelque raison que ce soit), conduite à ce résultat en minimisant les temps d'acquisition ne représentant que du bruit de fond. En l'état actuel, il est difficile

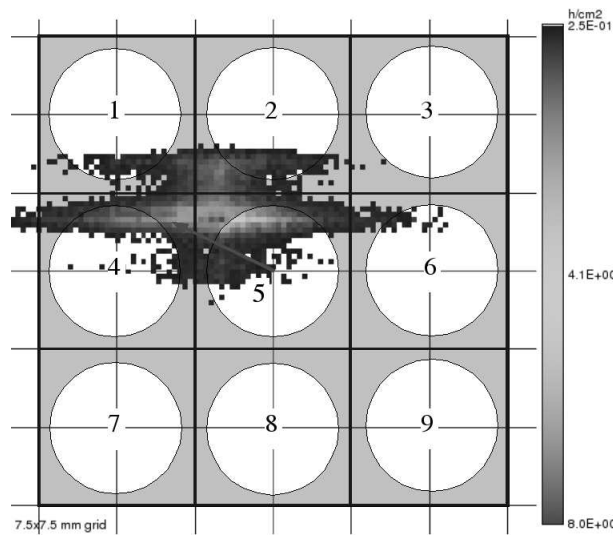


FIG. 4.30: Histogramme de pointage sur le détecteur après correction du décalage. La flèche représente le décalage trouvé (X-10,Y-05) de l'axe lentille par rapport au repère détecteur. La zone grisée montre le masque de sélection des événements (événements sélectionnés en clair).

d'apporter plus de précision sur ce point. Néanmoins, on peut remarquer que ce décalage détecteur, associé à la zone de sélection (disque de diamètre 1,2 cm) et surtout aux oscillations de pointage primaire, conduisent à des “bons” intervalles de temps très courts (typ. inférieurs à la seconde). Dès lors, un décalage temporel, même faible, peut induire de fortes différences dans la discrimination des événements de signal ou de bruit de fond.

En conclusion, le signal détecté est probablement (à 3σ) dû à la diffraction par la lentille du flux du Crabe. Cependant, il est aussi probable que le décalage nécessaire suivant l'axe X ne soit pas uniquement lié à un déplacement constant du détecteur par rapport à l'axe lentille. Il pourrait en partie être aussi la conséquence d'un dépointage non constant au cours du vol (relaxation mécanique?), ou d'une erreur dans le calcul de pointage (informations erronées des capteurs, décalage temporel?).

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

L'analyse du vol 2001 marque la dernière étape dans l'analyse des expériences menées pendant ces trois dernières années. Ce chapitre présente donc un aperçu global des résultats sur l'efficacité de diffraction de la lentille, ainsi que les perspectives et les voies d'améliorations dans l'optique de la conception de la première lentille γ pour l'observation spatiale.

5.1 L'astronomie γ commence à voir CLAIRE...

Dans cette section, nous allons revenir sur certains points développés dans ce manuscrit. Lorsque des obstacles ou difficultés ont été rencontrés, des voies d'améliorations sont proposées dans la perspective d'un futur vol ballon.

5.1.1 Résultats comparés des mesures au sol, du vol 2001 et des simulations

Dans le cadre du projet CLAIRE, trois expériences ont été menées permettant d'estimer l'efficacité de diffraction de la lentille : des mesures à partir d'une source radioactive de ^{57}Co (cf. § 2.3.5 page 97), le test à grande distance (cf. § 2.3.6 page 98) et le vol stratosphérique du 14 juin 2001 (cf. § 4 page 147). D'autre part, l'estimation des paramètres cristallins a permis de simuler numériquement la lentille dans ces trois conditions d'observation et de comparer ainsi les modèles théoriques avec les mesures. Le tableau 5.1 page 205 résume ces différentes mesures et simulations, en ajoutant les résultats simulés pour une lentille idéale (réglage et cristaux), d'après les paramètres estimés au § 2.2.4 page 62. Ces cas idéaux montrent que suivant ce concept de lentille γ , le flux diffracté total pourrait être jusqu'à deux fois plus important. Les simulations montrent d'autre part que la contribution des différents anneaux par unité de surface est très variable : de 0,45 %/cm² pour les anneaux 0 et 1 à 0,065 %/cm² pour l'anneau 6 (simulation de la lentille réelle pour une source à l'infini).

Concernant le vol stratosphérique, bien que certains points restent pour l'instant inexpliqués (notamment le décalage de l'axe lentille suivant la direction X), la détection du signal astrophysique a été réalisée avec un niveau de probabilité de 3σ (environ 33 évè-

nements détectés en 72 minutes d'observation), l'efficacité de diffraction déduite étant de $12,5^{+4}\%$ (corrigée pour un pointage parfait). Compte tenu de l'algorithme utilisé et des incertitudes résiduelles sur le pointage, cette valeur est probablement surestimée et il est donc plus raisonnable de retrancher entre 0 et 2% d'efficacité afin de tenir compte de ces effets systématiques.

Pour le test à grande distance, une meilleure statistique permet d'estimer l'efficacité de diffraction à $9,7^{+0,3}\%$ (pointage parfait). Ici encore, des erreurs systématiques peuvent provenir des différentes incertitudes mentionnées au § 2.3.6 page 98, probablement de l'ordre 10 % de la mesure, soit une variation de ± 1 % de l'efficacité. D'après les calculs théoriques du § 2.1.3.4 page 56, la seule correction à apporter entre ces deux valeurs (9,7 et 12,5%) (déjà rapportées à la même largeur énergétique), est la différence d'efficacité due à des énergies diffractées différentes (165 keV pour le test à grande distance, 170 keV à l'infini). Néanmoins, les deux énergies diffractées sont suffisamment proches pour que cette correction soit négligeable devant les autres incertitudes de mesures. Ainsi, ces deux mesures d'efficacité (vol et test à grande distance) sont tout à fait compatibles.

Enfin, en combinant les simulations et la mesure sur une source de ^{57}Co , une efficacité de $7,7^{+1}\%$ a pu être déduite, la marge d'erreur étant principalement due à l'incertitude sur le modèle numérique (paramètres cristallins) et donc sur le facteur d'échelle à appliquer (cf. § 2.3.5 page 97).

Pour conclure, en comparant les résultats du tableau 5.1 page suivante et compte tenu des incertitudes estimées, une valeur caractéristique de $9^{+1}\%$ pour l'efficacité au pic (3 keV FWHM) est compatible avec l'ensemble des mesures effectuées.

En plus des mesures en vol et à grande distance, deux autres mesures sont disponibles pour l'analyse de la position du pic diffracté en fonction de la distance. Effectuées au sol, sur la ligne de réglage, ces mesures concernent un spectre diffracté par la lentille entière avec le générateur X à la distance de réglage (14,16 m), et une mesure effectuée avec une lentille partiellement réglée et une distance de 22,5 m. La figure 5.1 page 206 montre les pics mesurés dans ces différentes configurations (graphique inférieur). La courbe tracée dans le cadre supérieure est la variation théorique de la distance de la source en fonction de l'énergie, les lignes horizontales/verticales correspondant aux distances des différentes expériences.

Ce graphique montre que la variation d'énergie diffractée se comporte comme prévue par la théorie. De légères différences entre la position mesurée des pics et les énergies théoriques sont visibles, principalement dues à la pente des spectres incidents et à des dérives de la calibration. D'autre part, comme vu dans les simulations de la ligne à grande distance (§ 2.3.6 page 98), les modèles théoriques utilisés reproduisent assez bien le flux total diffracté et la déformation du spectre. Cela montre donc la validité des principes théoriques utilisés.

5.1.2 Points clés du projet CLAIRE

Cette partie regroupe, dans le désordre, certains points clés évoqués dans ce travail. Comme rien n'est jamais parfait, des voies d'améliorations sont proposées lorsque des difficultés ont été rencontrées.

Mesure ou simulation	Anneau 0 ^a 27 cm ²	Anneau 1 ^a 51 cm ²	Anneau 2 ^a 54 cm ²	Anneau 3 ^a 71 cm ²	Anneau 4 ^a 55,3 cm ²	Anneau 5 ^a 86 cm ²	Anneau 6 ^a 66,5 cm ²	Anneau 7 ^a 96 cm ²	Total ^a 506,8 cm ²		Commentaires
	Fraction du flux ^b [%]	Fraction du flux ^b [%]	Fraction du flux ^b [%]	Fraction du flux ^b [%]	Fraction du flux ^b [%]	Fraction du flux ^b [%]	Fraction du flux ^b [%]	Fraction du flux ^b [%]	Flux ^{c,d} intégré [ph/s]	FWHM diffractée [keV]	
Simulation - Infini polychromatique	13,2	20,2	13,1	17,4	7,8	13,2	5,4	9,6	213,3 \pm 0,6	1,9	Cas idéal pour un continu (cf. tableau 2.18 page 64).
Simulation - Infini polychromatique	18,2	23,8	11,4	16,3	6,5	11,6	4,4	7,9	312,9 \pm 0,6	4,1	Cas idéal pour un continu avec élargissement de 3 keV (cf. tableau 2.19 page 65).
Simulation - Infini polychromatique	12,3	22,0	15,3	16,4	10,0	12,0	4,3	7,6	143,7 \pm 0,3	3,3	Simulation à partir de l'estimation des paramètres cristallins (cf. § 2.3.4 page 91).
Mesure - Infini polychromatique									200 \pm 65 ⁺ 0-32	7,6	Résultat de l'analyse du vol stratosphérique du 14 juin 2001 (cf. § 4.3.3 page 191).
Simulation - 205 m polychromatique	13,1	21,8	14,2	16,8	10,1	12,0	4,4	7,6	138,0 \pm 0,3	3,2	Simulation à partir de l'estimation des paramètres cristallins (cf. § 2.3.6 page 98).
Mesure - 205 m polychromatique									193,5 \pm 3 \pm 20	3,7	Résultat du test à grande distance. La forme observée du pic est proche d'une Lorentzienne (cf. § 2.3.6 page 98).
Simulation - ⁵⁷ Co à 14 m	7,2	18,8	13,3	18,6	12,2	16,2	1,53	11,8	18,590 \pm 0,002	3,668 \pm 0,004	Simulation à partir de l'estimation des paramètres cristallins (cf. § 2.3.5 page 97).
Mesure - ⁵⁷ Co à 14 m									16,1 \pm 0,1 \pm 0,5	3,17 \pm 0,02 \pm 0,1	Résultat de la mesure en laboratoire de la raie à 122,06 keV d'une source de ⁵⁷ Co placée à 14 m. Récalée par simulation pour une source polychromatique à l'infini, cette mesure donne une efficacité de 7,7 \pm 1 % (cf. § 2.3.5 page 97).

^a Les surfaces mentionnées sont issues des données numériques de simulation. La surface totale "réelle" de la lentille est de 511 cm², soit 4 cm² supérieur, correspondant aux données numériques manquantes.

^b Fraction du flux intégré total diffracté par la lentille.

^c Les barres d'erreur des simulations n'incluent que la variabilité statistique des résultats (flux de Poisson). Pour les mesures, le deuxième chiffre est une estimation des erreurs systématiques.

^d Le flux incident sur la lentille est normalisé à 1 ph/s/cm²/keV pour les sources polychromatiques et à 1 ph/s/cm² pour la source monochromatique.

^e Efficacité au pic pour une largeur de 3 keV FWHM pour les sources polychromatiques, rapport des flux diffracté et incident dans la raie pour la source monochromatique.

TAB. 5.1: Tableau comparatif des simulations et des mesures

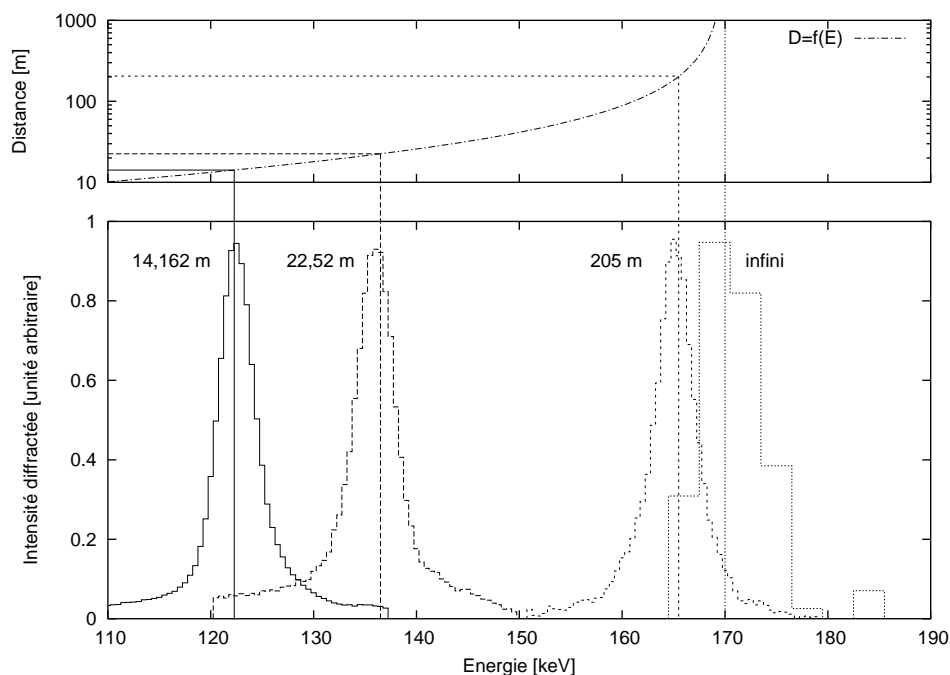


FIG. 5.1: Spectres diffractés pour différentes distances de la source (graphique inférieur). La fonction tracée dans le cadre supérieur montre la variation théorique de la distance en fonction de l'énergie diffractée. Les lignes de rappel correspondent aux distances des expériences. Les légères différences entre mesures et théorie sont principalement dues à la pente du spectre incident ou à des dérives de calibration.

5.1.2.1 Mesures au sol

Les mesures au sol regroupent évidemment le réglage de la lentille et le test à grande distance mais aussi l'interprétation des résultats et la mesure de la qualité cristalline.

Ligne de réglage Tout d'abord, le principe de pointage de la lentille par la méthode du pixel invariant (cf. page 76) a montré sa validité et sa précision (de l'ordre de la seconde d'arc) tant au sol qu'en vol. De même, la détermination de la position de la source X en laboratoire (c.à.d le placement du diaphragme tungstène, cf. page 74) atteint une très bonne précision. Conjointement, ces deux aspects valident la possibilité d'aligner précisément la lentille sur une source X en laboratoire.

Concernant le générateur X lui-même, ses caractéristiques semblent bien comprises par simulation (cf. § 2.3.2.1 page 78) mais une précision accrue semble nécessaire sur les points suivants :

- Taille et forme de la source X.
- Caractérisation fine du spectre et du flux émis en fonction de la direction d'émission.

Ajoutons qu'il existe aujourd'hui des générateurs industriels robustes, permettant d'atteindre des flux et énergies importantes. Sous réserve d'une bonne caractérisation, de tels générateurs permettraient de tester les cristaux à des énergies élevées et dans des configurations variées (interposition d'un cristal monochromateur par exemple).

Le système de fixation et de réglage des cristaux a permis d'ajuster précisément l'orientation du cristal. Cependant, certains points devraient être améliorés dans l'optique d'une prochaine lentille :

- Le réglage complet de la lentille demande un temps important (environ 2 mois à raison de 12^h par jour). Suivant cette méthode, le réglage d'une lentille comprenant un grand nombre de cristaux demanderait un délai prohibitif.
- Les influences de la relaxation mécanique et des variations thermiques de la lentille sur le réglage sont mal connues.
- Le système actuel permet d'ajuster une rotation (parmi 3) du cristal. Les deux autres étant plus faiblement contraintes, l'orientation de la maille cristalline n'est pas entièrement définie dans l'espace. Cette méconnaissance n'a pas eu de conséquence dans les expériences décrites ici. Néanmoins, en considérant des configurations différentes (notamment une grande distance focale), des pics parasites et un déplacement du point focal pourraient être observés.

Une solution envisagée serait d'obtenir des cristaux coupés aussi précisément que possible (1' sur l'orientation de la maille). Après montage sur une platine de fixation et caractérisation de l'orientation de la maille cristalline, la structure de la lentille pourrait être ajustée (usinage, cales ?) de façon à permettre une orientation précise dans l'espace.

Ces considérations nous amènent aux méthodes de caractérisation des cristaux. L'estimation des paramètres cristallins (cf. page 86) a montré que la qualité des cristaux était très variable et généralement incertaine. La détermination de la qualité des cristaux nécessite à la fois des mesures précises (spectre, rotations, etc.) et un modèle valide. Actuellement, seuls les spectres diffractés sont mesurés précisément sur la ligne de réglage. Des mesures supplémentaires avec des variations précises et contrôlées de l'angle d'incidence (rocking curves) ainsi qu'une carte en intensité du flux diffracté (gamma caméra ?) permettraient une meilleure caractérisation de l'efficacité de diffraction des cristaux ainsi que de leur éventuelle inhomogénéité. Des mesures plus précises nécessiteraient évidemment des modèles capables de les interpréter. Jusqu'à présent, le modèle cristallin est globalement valide mais reste assez simple, ne prenant par exemple pas en compte les défauts dans la structure cristalline. Une étude cristallographique approfondie permettrait vraisemblablement de mettre au point des modèles ajustant mieux les mesures cristallines. A ce propos, l'intégration d'un modèle de diffraction dans un code de simulation de transport de particules (type GEANT4) offrirait la possibilité de simuler la réponse globale de l'instrument, en prenant en compte les interactions dans les matériaux passifs et le détecteur.

Toujours concernant l'efficacité de diffraction des cristaux, des études récentes ont montré l'intérêt de cristaux dits "gradients". Dans de tels cristaux, la variation de l'orientation du plan cristallin est continue avec l'épaisseur (au contraire des cristaux mosaïques pour lesquels l'orientation des plans est aléatoire). Globalement l'intérêt de tels cristaux est qu'un photon d'une énergie donnée ne peut être diffracté que dans une couche bien précise (celle correspondant à son angle de Bragg). Après diffraction, la probabilité pour le photon de revenir dans le faisceau direct est très faible (alors que dans un cristal mosaïque, les probabilités de diffraction et de "contre"-diffraction sont égales). De tels cristaux peuvent ainsi donner de très bonnes efficacités de diffraction, le point crucial étant la fabrication de cristaux gradients. Dernièrement, R.K. Smither de l'Argonne National

Laboratory à Chicago a montré des efficacités de diffraction de l'ordre de 60%, en soumettant des cristaux à un gradient de température (qui induit en retour un gradient dans la structure cristalline). Une étude approfondie, pratique et théorique de tels cristaux semble prometteuse pour le développement d'un futur instrument spatial (voir § 5.2.2 page 211).

Mesures à grande distance Les résultats obtenus à partir de la ligne à grande distance ont montré qu'il était possible de tester la lentille au sol dans des conditions proches d'une source à l'infini. Ces mesures constituent même à ce jour les informations les plus précises sur l'efficacité de diffraction de la lentille en situation "réelle" d'observation. Comme attendu après cette première expérience, quelques difficultés ont été soulevées lors de ce test :

- La mesure du flux incident direct du générateur est difficile à estimer compte tenu des diffusions Compton. La solution retenue (obstruction du faisceau direct) permet de contourner ce problème. Elle pourrait néanmoins être améliorée en utilisant un obstruteur plus petit, à différentes distances, couplé à une simulation des interactions dans les matériaux sur la ligne de mesure. Pour la même raison, une caractérisation spectrale du générateur est souhaitable.
- Le bruit de fond ambiant (dû aux diffusions dans l'air et les matériaux de la ligne) s'est avéré important et susceptible de perturber les observations. Une filtration basse énergie du générateur ainsi qu'un meilleur blindage du détecteur devraient diminuer grandement ce bruit.
- En raison des turbulences atmosphériques et du vent, les alignements en extérieur se sont avérés moins précis qu'en laboratoire. La turbulence atmosphérique est difficile à contourner (sauf à trouver un site avec des conditions atmosphériques stables). Concernant la stabilité de pointage, le suivi en temps réel de l'orientation de la lentille, ainsi qu'un montage plus robuste sont des solutions envisagées.

Les difficultés énoncées ci-dessus sont finalement mineures et assez facilement surmontables. La poursuite de tests sol de cette nature semble donc une voie à développer dans la conception d'une lentille γ . De telles expériences pourraient aussi bénéficier du développement des simulations numériques.

5.1.2.2 Systèmes de vol

La nacelle CLAIRE est d'une conception originale, tant par sa structure que par son système de pointage, développée à partir d'un cahier des charges très contraignant en terme de poids (moins de 500 kg) et de précision absolue de pointage (30 à 60 secondes d'arc). Avec seulement deux vols, la quasi-totalité des systèmes ont montré d'excellentes performances et les choix technologiques ont été validés par de très bons résultats.

Système de pointage fin Si on exclut le problème du filtre solaire, qui ne fait pas partie à proprement parler du pointage fin, les performances de pointage absolues sont excellentes (plus de 75% du temps de pointage à moins de 60" du Crabe). Le seul point délicat restant la détermination de la rotation de champ. La première solution envisagée par la division nacelles pointées du CNES est l'adaptation d'un senseur stellaire pour l'observation diurne, proche du Soleil (le point crucial étant la protection contre la lumière

parasite). Dans ce cas, l'orientation complète est directement donnée par la position des étoiles, ce qui est évidemment l'idéal. Si un tel système n'est pas disponible, les performances de la centrale Litton devraient permettre de reconstituer son attitude. On peut en effet considérer que les oscillations très basse fréquence (période de l'ordre de la dizaine de minute) sont bien décrites par la direction de la gravité (données accélérométriques). À plus haute fréquence, l'intégration des gyromètres devrait fournir une bonne indication. La stabilité du pointage fin serait aussi améliorée par une stabilisation du pointage primaire.

Système de pointage primaire Les performances du pointage sont globalement bonnes (surtout en élévation), néanmoins, une instabilité en azimut à 170 s de période a sensiblement dégradé la précision de pointage sur le détecteur. La source de cette instabilité semble avoir été isolée (erreur d'asservissement) et devrait donc être corrigée dans un vol avec un système similaire. Cependant, dans l'optique d'un vol stratosphérique d'observation à 511 keV, la faisabilité d'un télescope de 8 m pointé par des actionneurs gyroscopiques a été démontrée [Berjot, 2002]. Dans cette conception, l'ensemble du télescope est pointé avec une précision de la seconde d'arc, ce qui supprime de fait tout problème de pointage relatif de la lentille par rapport au détecteur.

Datations diverses La précision nécessaire de datation est fortement liée aux fréquences et amplitudes des oscillations subies par le télescope, des oscillations rapides nécessitant une grande précision de datation. Lors du vol 2001, la précision de datation s'est avérée parfois de l'ordre de grandeur des phénomènes observés, principalement en raison de :

- Un sous-échantillonnage des données, notamment concernant la centrale Litton (mais rappelons qu'elle n'était pas censée être utilisée pour le pointage...).
- Un décalage mal connu entre la date de la mesure et sa datation par le système GPS.
- La dérive des horloges bord.
- Le manque d'une synchronisation entre l'horloge scientifique et bord. Ce point pourrait être résolu en datant simultanément (système scientifique et pointage) et avec une fréquence élevée, le pulse par seconde émis par le système GPS.

Ces problèmes (relativement mineurs) pourraient être probablement résolus au prix d'une revue globale du principe de datation. Il serait néanmoins plus confortable que la réduction des oscillations hautes fréquences dispense d'un tel travail.

Chaîne d'acquisition Les différents éléments de la chaîne d'acquisition (blindage, détecteur, système d'acquisition) ont montré des performances tout à fait satisfaisantes.

Ainsi, le blindage actif a parfaitement fonctionné, permettant une réduction du bruit de fond d'un facteur 10. De même, malgré une légère dégradation de sa résolution, la matrice germanium s'est comportée de façon nominale. Le faible volume des détecteurs, associé à un blindage actif performant mais léger, a donné des spectres de bruit de fond inhabituels dans le domaine des hautes énergies : un spectre continu, de faible niveau, ne présentant que quelques raies d'activation. L'analyse des événements a d'ailleurs montré

qu'un traitement basé sur une statistique poissonnienne était nécessaire pour déterminer correctement les paramètres spectraux.

D'autre part, le système d'acquisition issu de l'expérience SAGE, a permis un traitement efficace des données bord. Néanmoins, ce système, ainsi que les logiciels d'acquisition sont relativement anciens (plus de dix ans). Il pourrait ainsi être souhaitable d'effectuer une revue approfondies de ce système afin de vérifier (et si possible améliorer) ses performances (notamment diminuer le temps mort) et disposer d'outils de traitement en temps réel "plus ergonomiques".

5.1.2.3 Conclusion sur le projet CLAIRE

CLAIRE est un projet (encore ?) de petite taille dans le secteur spatial, tant sur le plan financier qu'en terme de personnes activement impliquées. Son objectif est néanmoins important et complexe à mettre en œuvre, s'agissant de démontrer l'intérêt en astrophysique γ d'un nouveau concept d'instrument, peut-être amené à succéder aux techniques actuelles d'observation. Techniquement, les différents obstacles à surmonter dans le développement de la lentille comme dans la réalisation d'une nacelle stratosphérique adéquate étaient nombreux. Malgré quelques détails encore imparfaits, ces difficultés ont pu être surmontées (et j'espère que mon travail de recherche y a contribué), la validité du concept de lentille γ ayant été démontrée au sol et pendant un vol stratosphérique, en condition réelles d'observation astrophysique. De plus, l'accord de ces mesures avec les modèles théoriques offre une vision cohérente du projet, de sa modélisation aux résultats des expériences.

5.2 Développements futurs

Par les mesures au sol et les vols stratosphériques, l'intérêt du concept de lentille γ pour l'astrophysique nucléaire a été démontré. Cependant, le potentiel d'un tel instrument ne pourra être totalement exploité que par des observations longues, hors de l'atmosphère et avec des énergies plus élevées. Ultimement, ces objectifs ne pourront être remplis qu'avec le projet MAX consistant en une spatialisation d'une lentille γ . Avant l'aboutissement de ce projet à long terme (horizon 2014), de nombreux développements doivent être menés, tant au sol que sous ballon stratosphérique.

Nous avons déjà mentionné au cours de cette étude ainsi que dans les paragraphes précédents l'intérêt d'une ligne à grande distance. Il est en effet possible reproduire et contrôler des conditions expérimentales proches de celles d'une observation spatiale. L'amélioration de la qualité et le développement de cristaux plus efficaces nécessiteront aussi de nombreuses expériences et mesures au sol.

5.2.1 Une observation scientifique sous ballon stratosphérique à 511 keV

En parallèle de ces expérimentations au sol, une première observation sur un objectif scientifique pourrait être réalisée sous ballon stratosphérique. En effet, basé sur une lentille γ utilisant les mêmes plans cristallins que celle développée pour le projet CLAIRE,

un télescope observant à 511 keV aurait une longueur totale de l'ordre de 8 m. Des études préliminaires menées par la division ballon CNES ont montré la faisabilité d'un tel instrument en terme de structure et de précision de pointage (de l'ordre de la seconde d'arc).

Comme présenté dans le § 1.1.2.3 page 10, l'observation de la raie d'annihilation est un enjeu majeur de l'astrophysique γ , notamment la détermination de la distribution des sources dans le centre galactique. Parmi ces dernières, la simulation de l'observation du microquasar 1E1740.7-2942 par une lentille γ a démontré la capacité d'un tel instrument pour différencier d'éventuels sites d'annihilation associés avec les jets radios de cet astre [Kohnle, 1998].

Néanmoins, même si ils comptent parmi les sources les plus puissantes du ciel gamma, les flux astrophysiques du 511 keV sont faibles et en bande étroite (une dizaine de keV), caractéristiques adaptées à une lentille gamma suivant son concept actuel. L'observation sous ballon stratosphérique nécessiterait alors un vol de longue durée (vol en antarctique ?) sur une source, si possible ponctuelle, bien déterminée. Le choix de cette source bénéficiera sûrement des observations de l'observatoire gamma INTEGRAL, actuellement en orbite (voir, par exemple, [Jean *et al.*, 2003]).

5.2.2 Le projet MAX

De par la courte longueur totale disponible, une lentille γ embarquée sous ballon stratosphérique ne peut être que conçue suivant le principe de la lentille actuelle, à savoir un ensemble d'anneaux concentriques de cristaux, chacun diffractant exactement la même énergie vers le même point focal, en utilisant des ordres cristallins croissant avec le rayon. Une telle conception a l'avantage de la compacité mais une efficacité limitée (l'efficacité de diffraction décroît avec l'ordre, c.à.d le rayon de l'anneau) et une bande énergétique faible (au mieux de l'ordre d'une dizaine de keV à 511 keV).

En relâchant (raisonnablement !) la contrainte de la longueur focale, il devient possible d'utiliser de cristaux d'un même plan cristallin (le plus efficace) placés à des rayons légèrement différents. Avec une focale suffisamment longue, la différence d'angle (vue du détecteur) correspond à une variation d'énergie suffisamment faible pour être couverte par la mosaïcité du cristal. Nous avons alors une couverture continue d'une large bande en énergie (typ. 100 keV) avec une bonne efficacité de diffraction

Cette idée est à la base du projet MAX, visant à réaliser une lentille γ spatiale [von Ballmoos *et al.*, sous presse].

5.2.2.1 Les objectifs scientifiques

En mars 2002, lors des "Rencontres de Moriond", une session de travail a été organisée avec de nombreux scientifiques dans le domaine de l'astrophysique nucléaire afin de définir quelles sont les raies les plus intéressantes pouvant être observées par une lentille γ . À l'issue de ces recommandations, MAX devrait observer *simultanément* dans deux fenêtres énergétiques d'intérêts astrophysiques majeurs :

825-910 keV L'observation des raies gamma nucléaires peut significativement améliorer notre compréhension des processus de nucléosynthèse dans les novae ou supernovae. La mesure du taux de production des éléments radioactifs peut en particulier

donner de précieuses informations sur les conditions de production des éléments lourds. D'autre part, la décroissance des éléments radioactifs permet de déterminer les échelles de temps des différents processus. Les supernovae de type Ia sont aujourd'hui considérées comme des étalons de luminosité, utilisées notamment en cosmologie pour la détermination de la géométrie à grande échelle de l'univers. Il est donc crucial de bien comprendre les courbes de lumière de ces objets, et cela passe entre autre par une meilleure connaissance des processus nucléaires qui sont à l'origine de ces explosions. Le premier objectif de MAX est donc l'observation de la raie de décroissance à 847 keV du ^{56}Co . Cet isotope intervient dans la chaîne de décroissance $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$, à l'œuvre dans les supernovae Ia.

460-522 keV L'étude de la raie d'annihilation à 511 keV est évidemment le premier but de l'observation dans cette bande en énergie. Cette raie est émise par une grande variété d'objets astrophysiques, essentiellement à proximité d'objets compacts (microquasars, étoiles à neutrons, binaires X, noyaux actifs de galaxies, sursaut gamma) mais observée aussi lors de sursauts solaires. L'objectif secondaire dans cette bande est la mesure de la raie du ^7Be à 478 keV. L'observation du ^7Li montre une surabondance de cet élément dans les étoiles jeunes. Certains modèles expliquent cet excès par une production de ^7Li dans les novae, processus qui pourrait être quantifié par l'intensité de la raie de décroissance radioactive du ^7Be . Alternativement, le ^7Be pourrait être produit dans les disques d'accrétion des trous noirs et des novae X.

Une spectroscopie fine, associée à une bande large, permettra en outre de mesurer des décalages énergétiques, qu'ils soient d'origine gravitationnelle ou Doppler. D'autre part, l'observation simultanée dans deux bandes larges permet la mesure de certains paramètres de la composante continue du spectre, notamment l'évolution temporelle de sa dureté.

5.2.2.2 Le concept

Les objectifs précédemment décrits peuvent être atteints en assemblant deux lentilles diffractant deux bandes énergétiques larges.

L'ensemble externe est constitué de 14 anneaux concentriques et adjacents de germanium. Chaque cristal a une surface d'environ $1 \times 1 \text{ cm}^2$, orienté pour diffracter suivant le plan [111]. La figure 5.2 page suivante schématise la conception de ces deux anneaux. Suivant le modèle de diffraction de Darwin, l'ensemble de cristaux de germanium diffracte dans une bande entre 460 et 522 keV avec une surface efficace de l'ordre de 600 cm^2 . Les cristaux de cuivre permettent de couvrir l'intervalle 825-910 keV avec une surface efficace maximale de 600 cm^2 . De récents développements sur les cristaux gradients ont montré des efficacités de diffraction bien supérieures aux cristaux mosaïques. L'étude de ces cristaux est actuellement une voie prioritaire de recherche dans le développement de la lentille γ . Si les mesures préliminaires se confirment, les surfaces efficaces mentionnées ci-dessus pourraient être doublées.

Ces deux ensembles font converger les rayons incidents vers un point focal d'environ 2 cm de diamètre, situé 133 m derrière la lentille. Une telle distance ne pouvant être simplement réalisée à partir d'un seul satellite, MAX devrait bénéficier des développements actuels dans la technique des vols en formation de satellites. Dans cette configuration, deux satellites seraient nécessaires :

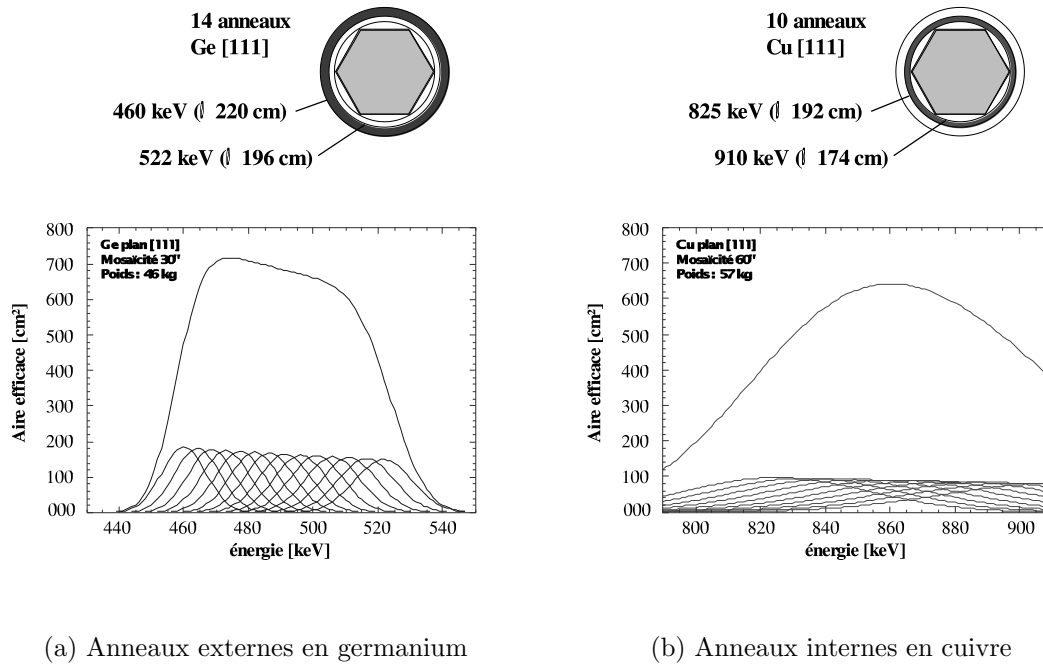


FIG. 5.2: Schématisation des anneaux de diffraction de MAX. Les 14 anneaux externes sont constitués de cristaux de Ge[111] diffractant entre 460 et 522 keV. Les anneaux internes en Cu[111] diffractent entre 825 et 910 keV. La taille des anneaux correspond à une plate-forme microsatellite de type Protheus. Les surfaces efficaces calculées dans les deux bandes (modèle de Darwin) sont tracées dans les graphiques inférieurs (adapté de [von Ballmoos *et al.*, sous presse]).

Plate-forme lentille Ce satellite devrait pouvoir assurer le pointage de la lentille avec une précision de l'ordre de 15 secondes d'arc. Les supernovae, novae et autres sursauts gamma étant des sources d'intérêt majeur pour MAX, le satellite devrait pouvoir se réorienter avec rapidité et avec le minimum de contraintes de visibilité.

Plate-forme détecteur Le détecteur doit être maintenu avec une précision latérale de ± 1 cm sur l'axe de la lentille, à la distance focale 133 ± 1 m et avec une précision de pointage de quelques degrés.

Le vol en formation de satellites est actuellement en plein développement dans l'optique d'ambitieuses missions spatiales tels que les projets XEUS, LISA, DARWIN, MAXIM, etc. Avec un cahier des charges moins contraignant que ces missions, MAX apparaît comme un démonstrateur possible de ces nouvelles technologies. Une étude préliminaire, menée par ALCATEL SPACE INDUSTRIES pour différents types d'orbites (basse et haute), a montré dans tous les cas la faisabilité du maintien à poste et du pointage avec les propulseurs à faible poussée (essentiellement ioniques) actuels [Martinot *et al.*, 2003].

La configuration actuelle du projet MAX inclut des détecteurs germanium haute pureté, largement éprouvés en conditions spatiales (le spectro-imageur SPI à bord de l'observatoire INTEGRAL en utilise actuellement 19). Afin de limiter au maximum le matériel

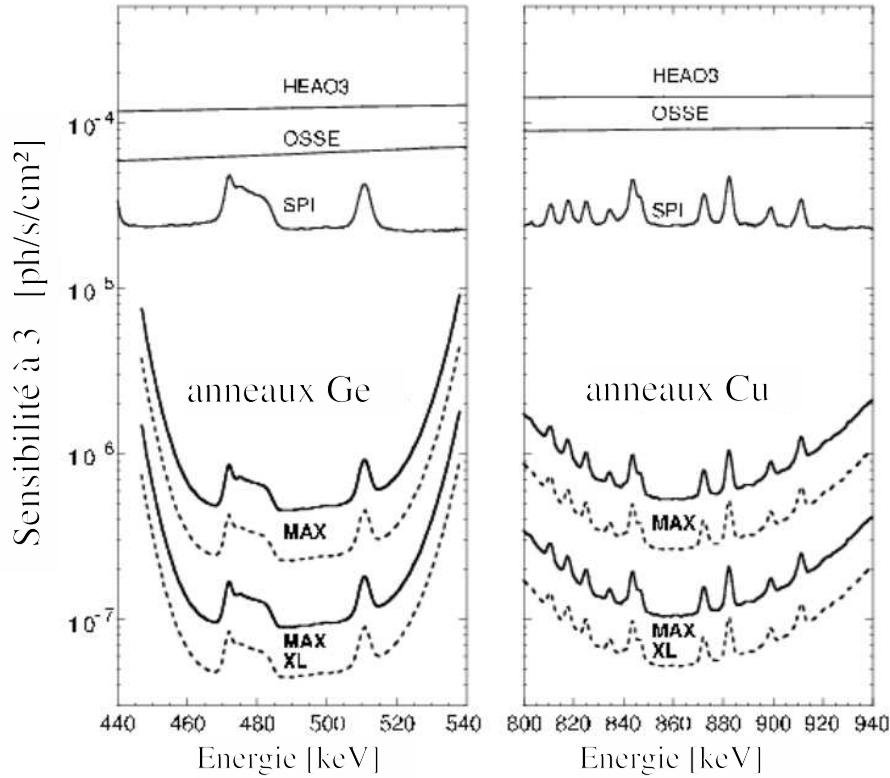


FIG. 5.3: Estimation de la sensibilité à 3σ pour MAX. Les performances de MAX et MAX XL sont comparées avec les performances de précédentes missions. Les sensibilités sont calculées à partir des niveaux de bruit de fond mesurés par SPI/INTEGRAL et une exposition de 10^6 s. Les courbes en plein sont basées sur le modèle de Darwin des cristaux mosaïques. Les courbes en pointillés montrent le gain espéré par l'utilisation de cristaux gradients (graphique adapté de [von Ballmoos *et al.*, sous presse]).

Les performances attendues de MAX, en terme de sensibilité à 3σ , sont représentées en figure 5.3.

passif environnant le détecteur (et donc diminuer ainsi le bruit de fond), le détecteur pourrait être refroidi passivement (technique utilisée par la mission MARS ODYSSEY) et entouré d'un blindage actif léger constitué de BGO. Cependant, de nouveaux détecteurs sont actuellement en cours de développement dans différents instituts et des solutions alternatives sont envisagées :

- assemblage de détecteurs Ge permettant une localisation spatiale de l'évènement [Boggs *et al.*, 2003] (cf. page 18).
- caméra Compton à petit champ de vue, constituée de plans détecteurs en Si ou CdTe [Takahashi *et al.*, sous presse ; Limousin, 2003].
- calorimètres à basse température (détection des phonons produits par le photon incidents) [Giuliani, 2001].

La capacité d'imagerie des ces technologies est importante pour les mesures de sources hors-axe. D'autre part, la localisation spatiale des évènements permet de réduire fortement

le bruit de fond. Dans le cas d'une utilisation de détecteurs germanium, la localisation radiale peut être effectuée par l'analyse de la forme et du temps de montée des pulses.

5.2.2.3 Performances envisagées

Ces calculs se basent sur l'utilisation d'un détecteur germanium (bruit de fond mesuré par SPI/INTEGRAL) et des cristaux mosaïques (courbes pleines) ou gradients (pointillés). Notons que le bruit de fond mesuré dans un petit détecteur germanium, entouré de peu de matériaux passifs, sera probablement plus faible que l'estimation utilisée ici.

Les performances de MAX peuvent être rapidement comparées à celles du spectromètre SPI/INTEGRAL, actuellement en orbite. À 511 keV, la surface efficace de MAX est de 350 cm^2 , soit presque 4 fois celle de SPI. Dans le même temps, le volume effectif de détection est de l'ordre de 25 cm^3 pour MAX, 145 fois inférieur aux 19 détecteurs de SPI. La sensibilité est donc améliorée d'un facteur $4 * \sqrt{145} \approx 50$, correspondant à une sensibilité de l'ordre de $10^{-6} \text{ ph/s/cm}^2$. À 847 keV, la sensibilité calculée est du même ordre ($8.10^{-7} \text{ ph/s/cm}^2$).

Techniquement, aucun obstacle majeur interdit d'augmenter les dimensions de MAX. Or, un facteur d'échelle linéaire de s sur les dimensions améliore les performances d'un facteur s^2 . À titre d'exemple, la figure 5.3 page ci-contre donne aussi les performances calculées pour une surface lentille 5 fois plus importante (MAX XL), les performances sont donc multipliées par 5 avec une longueur focale de 300 m.

Conclusion

L'astrophysique nucléaire est un moyen unique pour sonder les phénomènes les plus violents de l'univers, qu'il s'agisse de la nucléosynthèse lors de l'explosion des supernovae ou la production d'antimatière dans les champs gravitationnels intenses des objets compacts, trous noirs, étoiles à neutrons, sursauts gamma, etc. L'observation des rayons γ est donc d'un intérêt majeur dans la compréhension de notre univers. Le développement d'instruments dans cette gamme d'énergie doit pourtant surmonter des difficultés spécifiques : les sources astrophysiques sont faibles (typiquement 1 photon par jour et par centimètre carré) et la production locale, due aux rayons cosmiques, importante. Les instruments d'observation doivent donc présenter une surface de collection maximale, associé à un bruit de mesure faible. Néanmoins, l'énergie même des photons γ a longtemps interdit l'utilisation des techniques "classiques" de focalisation utilisées des ondes radios jusqu'aux rayons X. En conséquence, augmenter la surface de collection revient à augmenter le volume du détecteur (et donc le bruit de fond) dans les mêmes proportions. Plus contraignant encore, la masse même des instruments est une source de rayons γ parasites et, avec le satellite INTEGRAL, en orbite, les techniques actuelles semblent avoir atteint leurs limites où "plus grand" ne signifie plus "meilleur".

Le concept de lentille γ est une des voies les plus prometteuses pour assurer l'avenir de l'instrumentation dans le domaine des hautes énergies. Pour la première fois en effet, la focalisation des rayons γ est envisagée, permettant de découpler la surface collectrice de la surface de détection, et, ainsi augmenter notablement la sensibilité des télescopes, tout en réduisant conséquemment leur taille (et donc leur coût. . .). Le développement de ce nouvel instrument spatial (MAX) passe par la démonstration au sol et sous ballon stratosphérique de la pertinence des principes à la base de la lentille γ . Cette démonstration est le but du projet CLAIRE.

Ces trois dernières années, mon travail de thèse s'est inscrit dans la continuité de ce projet. Ayant eu l'opportunité de participer aux deux vols stratosphériques de la lentille γ , mes recherches se sont principalement portées sur la préparation du second vol ainsi que l'analyse des données récoltées au cours de ces vols et d'un test effectué au sol, avec une source à 205 m. Pour ce faire, plusieurs voies de recherches ont dues être empruntées, qui se reflètent dans l'organisation de ce manuscrit :

Conception de modèles numériques et théoriques de la lentille γ Cette étape s'est avérée nécessaire afin de prédire, interpréter et optimiser les résultats des mesures. Cette modélisation, basée sur la théorie des cristaux mosaïques, a démontré la validité - et les limites - des hypothèses formulées. Ces simulations ont aussi été d'une aide précieuse

lors de l'analyse et le dimensionnement du vol 2001 et du test à grande distance en prédisant les résultats des observations. Les développements théoriques ont aussi permis de définir des observables pertinentes de l'efficacité de diffraction de l'instrument.

Préparation du vol 2001 et du test à grande distance Ma première année au sein du CESR a été consacrée à la préparation du vol stratosphérique du 14 juin 2001. Plusieurs aspects de cette préparation ont été abordés :

- l'optimisation des paramètres cristallins (liée à la modélisation de la lentille γ).
- la (re)mise en place de la ligne de réglage au CESR.
- le développement de logiciels de réception et d'analyse en temps réel des données du vol.

En 2003, le réglage de la lentille a de nouveau été repris en prévision d'un vol stratosphérique, finalement converti en test à grande distance. À l'occasion de ce réglage, le banc de mesures au CESR a été amélioré, prenant en compte les problèmes rencontrés au cours des campagnes de réglage 2000 et 2001.

Analyse de données Pendant la plus grande partie de mon travail de thèse, je me suis attaché à l'analyse des données du vol 2001 puis du test à grande distance. La nacelle originale développée pour ce vol est un système complexe. La première (et longue !) étape a donc consisté à reconstituer le plus précisément possible la précision absolue de pointage de la lentille γ . En parallèle de l'analyse des données de pointage, un ensemble de programmes ont été développés afin de traiter les trames de données scientifiques (mise en forme et ajustement de paramètres spectraux). L'absence première de détection nous a conduit à revoir entièrement les éléments de pointage et a permis d'isoler et de quantifier deux biais de pointage : une erreur de pointage sur le ciel due au senseur solaire et un décalage de l'axe lentille par rapport au détecteur. Au final, une détection du Crabe à 3σ a été démontrée, conduisant à une efficacité de diffraction de $12,5^{+4}_{-4}\%$ (3 keV FWHM). L'analyse des données du test à grande distance conduit à une efficacité de $9,7^{+0,5}_{-0,5}\%$, compatible avec les résultats du vol et les simulations numériques basées sur les données de réglage.

Cette thèse a donc permis de valider le concept de lentille γ , tant au sol que sous ballon stratosphérique par l'observation astrophysique (nébuleuse du Crabe). De plus, ces résultats sont bien interprétés par les modèles théoriques et simulations numériques développés. Les prochaines étapes dans le développement de la première lentille γ pour l'observation spatiale passeront sûrement par le développement et la maîtrise de nouvelles techniques cristallographiques prometteuses ainsi que leur utilisation pour la conception d'une lentille de diffraction avec une large bande spectrale. À terme une observation à caractère scientifique (raie d'annihilation ?) pourrait être conduite sous ballon stratosphérique.

La première étape vers une lentille γ spatiale vient d'être franchie. Même si de nombreux obstacles restent encore à surmonter, j'espère que le travail effectué pendant cette thèse a rendu l'avenir de MAX un peu plus CLAIRE...

Bibliographie

N. V. ABROSIMOV

J. Crystal Growth, vol. 166 p. 657, 1997.

F. ALBERNHE, J. F. LEBORGNE, G. VEDRENNE, D. BOCLET, P. DUROUCHOUX ET J. M. DA COSTA

Detection of the positron annihilation gamma ray line from the Galactic Center region
Astronomy & Astrophysics, vol. 94 p. 214–218, 1981.

L. ALIANELLI, M. S. DEL RIO ET R. FELICI

Study of models for ray-tracing simulations of thermal neutron monochromators
Dans *SPIE proceedings*, volume 4509, pages 135–144, 2001.

L. ALIANELLI

Characterization and modelling of imperfect crystals for thermal neutron diffraction
Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble, 2002.

E. APRILE, A. CURIONI, V. EGOROV, K. L. GIBONI, U. OBERLACK, S. VENTURA, T. DOKE, K. TAKIZAWA, E. L. CHUPP ET P. P. DUNPHY

A liquid xenon time projection chamber for -ray imaging in astrophysics : present status and future directions
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 461 p. 256–261, 2001.

E. APRILE ET M. SUZUKI

Development of liquid xenon detectors for gamma ray astronomy
IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 36 p. 311–315, 1989.

P. E. BALL

Analysis of Claire2 Gondola & Telescope Assembly
Rapport Technique 200280, Imagineering UK Ltd, The Paddock Pringle Way Little Stukeley Huntingdon Cambridgeshire PE28 4BH, United Kingdom, 2001.

L. M. BARTLETT

High Resolution Gamma-Ray Spectroscopy of the Crab
Thèse de Doctorat, University of Maryland, 1994.

P. BASTIE ET B. HAMELIN

Journal de Physique IV, vol. 6 p. C4/13, 1996.

V. BERJOT

Etude du contrôle d'un télescope sous ballon par actionneurs gyroscopiques
Rapport Technique, CNES/SUPAERO, 2002.

J. BERTHIER

Définitions relatives aux éphémérides de position des corps célestes
Service des calculs et de mécanique céleste du Bureau des Longitudes, http://www.imcce.fr/ephem/ephapos/ephemcc_doc.ps, 1998
Note scientifique et technique du Bureau des longitudes, S060.

H. BLOEMEN, D. MORRIS, J. KNÖDLSER, K. BENNETT, R. DIEHL, W. HERMSEN, G. LICHTI, R. D. VAN DER MEULEN, U. OBERLACK, J. RYAN, V. SCHÖNFELDER, A. W. STRONG, C. DE VRIES ET C. WINKLER
The Revised COMPTEL Orion Results
Astrophysical Journal, vol. 521 p. L137–L140, 1999.

H. BLOEMEN, R. WIJNANDS, K. BENNETT, R. DIEHL, W. HERMSEN, G. LICHTI, D. MORRIS, J. RYAN, V. SCHÖNFELDER, A. W. STRONG, B. N. SWANENBURG, C. DE VRIES ET C. WINKLER
COMPTEL observations of the Orion complex : Evidence for cosmic-ray induced gamma-ray lines
Astronomy & Astrophysics, vol. 281 p. L5–L8, 1994.

S. E. BOGGS, M. S. AMMAN, P. JEAN, S. AMROSE, W. COBURN, R. P. LIN, D. M. SMITH, P. N. LUKE, N. W. MADDEN, M. BURKS, E. L. HULL, P. VON BALLMOOS, W. W. CRAIG ET K. ZIOCK
Upcoming balloon flight of the nuclear Compton telescope
Dans J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, éditeurs, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, pages 1221–1227, 2003.

S. E. BOGGS, P. JEAN, R. P. LIN, D. M. SMITH, P. VON BALLMOOS, N. W. MADDEN, P. N. LUKE, M. AMMAN, M. T. BURKS, E. L. HULL, W. CRAIG ET K. ZIOCK
The Nuclear Compton Telescope : A Balloon-borne Soft γ -ray Spectrometer Polarimeter and Imager
Dans S. Ritz, N. Gehrels ET C. R. Shrader, éditeurs, *AIP Conf. Proc. 587 : Gamma 2001*, pages 877–881, 2001.

L. BOUCHET, P. MANDROU, J. P. ROQUES, G. VEDRENNE, B. CORDIER, A. GOLDWURM, F. LEBRUN, J. PAUL, R. SUNYAEV, E. CHURAZOV, M. GILFANOV, M. PAVLINSKY, S. GREBENEV, G. BABALYAN, I. DEKHOVNIK ET N. KHAVENSON
Sigma discovery of variable $e^{+}e^{-}$ annihilation radiation from the near Galactic center variable compact source 1E 1740.7 - 2942
Astrophysical Journal, vol. 383 p. L45–L48, 1991.

W. CASH

Generation of Confidence Intervals for Model Parameters in X-ray Astronomy
Astronomy & Astrophysics, vol. 52 p. 307–308, octobre 1976.

W. CASH

Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio
Astrophysical Journal, vol. 228 p. 939–947, mars 1979.

C. G. L. CHAPUIS, P. WALLYN, P. DUROUCHOUX, J. MATTESON, M. PELLING, B. BOWMAN, M. BRIGGS, D. GRUBER, L. PETERSON, C. CORK, D. LANDIS, P. LUKE, N. MADDEN, D. MALONE, R. PEHL, M. POLLARD, R. LIN, D. SMITH, P. FEFFER, K. HURLEY, G. VEDRENNE, M. NIEL, P. V. BALLMOOS ET I. MALET
Observation of the 511 keV Annihilation Line in the Direction of the Galactic Center With Hexagone

Dans P. Durouchoux ET N. Prantzos, éditeurs, *AIP Conf. Proc. 232 : Gamma-Ray Line Astrophysics*, pages 52–57, 1991.

S. CHATY

Étude multi-longueur d'onde du microquasar GRS 1915+105 et de sources binaires de haute énergie de la galaxie

Thèse de Doctorat, Université Paris Sud (XI), 1998.

E. L. CHUPP

Gamma-Ray Astronomy

D. Reidel Publishing Company, 1976.

E. L. CHUPP

High-Energy Neutral Radiations from the Sun

Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 22 p. 359–387, 1984.

E. L. CHUPP, D. J. FORREST, P. R. HIGBIE, A. N. SURI, C. TSAI ET P. P. DUNPHY
Solar gamma

Nature, vol. 241 p. 333, 1973.

J. R. CLYNCH

Time Systems and Dates - GPS Time

Naval Postgraduate School, <http://www.oc.nps.navy.mil/~jclynch/timsys.html>, 2003.

CNES/BA

Serveur de la division ballons du CNES

Centre National d'Etudes Spatiales, <http://internet1-ci.cst.cnes.fr:8180/ballon.htm>, 1999.

CNES/BA/NA

Serveur de la division nacelles pointées du CNES

Centre National d'Etudes Spatiales, http://internet1-ci.cst.cnes.fr:8180/nacelles_pointees/index.html, 2003.

CNES/SPA

Activités ballon du CNES

Centre National d'Etudes Spatiales, <http://www.cnes.fr/activites/programmes/ballons/1index.htm>, 1999.

- B. CORDIER, J. PAUL, D. BARRET, G. K. SKINNER, J. ATTEIA ET G. R. RICKER
ECLAIRs : a microsatellite for the multiwavelength study of the gamma-ray burst prompt emission
Dans J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, éditeurs, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, pages 1188–1195, 2003.
- E. COSTA, F. FRONTERA, F. HEISE, M. FEROCI, J. IN 'T ZAND, F. FIORE, M. N. CINTI, D. DAL FIUME, L. NICASTRO, M. ORLANDINI, E. PALAZZI, M. RAPISARDA, G. ZAVATTINI, R. JAGER, A. PARMAR, A. OWENS, S. MOLENDI, G. CUSUMANO, M. C. MACCARONE, S. GIARRUSSO, A. COLETTA, L. A. ANTONELLI, P. GIOMMI, J. M. MULLER, L. PIRO ET R. C. BUTLER
Discovery of an x-ray afterglow associated with the -ray burst of 28 february 1997
Nature, vol. 387 p. 783–785, 1997.
- W. D. COTTON, D. TODY ET W. D. PENCE
Binary table extension to FITS.
Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser., vol. 113 p. 159–166, octobre 1995.
- D. T. CROMER ET J. T. WABER
Atomic scattering factors for x-rays
Dans *International Tables for X-Ray Crystallography*, volume 4, pages 71–147. Kynoch Press, Birmingham, 1974.
- I. CUNNINGHAM, H. CARDINAL, B. REID ET L. YANG
MEX file "mexspec" Download Page
<http://www.ecf.utoronto.ca/apsc/courses/bme595f/mexxspec/mexxspecIndex.html>, 1999.
- C. G. DARWIN
Phil. Mag., vol. 27 p. 315–657, 1914.
- C. G. DARWIN
Phil. Mag., vol. 43 p. 800, 1922.
- F. DEDIEU
Réglage et test de la lentille gamma
Stage de licence ITEC, 2003.
- R. DIEHL, U. WESSOLOWSKI, U. OBERLACK, H. BLOEMEN, R. GEORGII, A. IYUDIN, J. KNÖDLSIEDER, G. LICHTI, W. HERMSEN, D. MORRIS, J. RYAN, V. SCHÖNFELDER, A. STRONG, P. VON BALLMOOS ET C. WINKLER
²⁶Al and the COMPTEL 60Fe Data
Dans C. D. Dermer, M. S. Strickman ET J. D. Kurfess, éditeurs, *AIP Conf. Proc. 410 : Proceedings of the Fourth Compton Symposium*, page 1109, 1997.
- P. ETCHETO
Nouvelle optique pour la lunette petit champ de la nacelle CLAIRE
Rapport Technique DTS/AE/INS/TO-01/007, CNES (DTS/AE/INS/TO), 2001.
-

- J. EVRARD, P. LAPORTE, A. LAURENS, A. PÉLISSIER ET A. VECTEN
Compte rendu du Vol CLAIRE 2
Rapport Technique BA-NA-3340000-5483-CNS, CNES DSO/ED/BA/NA, 2002.
- P. T. FEFFER, R. P. LIN, D. M. SMITH, K. C. HURLEY, S. R. KANE, S. MCBRIDE,
J. H. PRIMBSCH, K. YOUSSEFI, G. ZIMMER, R. M. PELLING, F. COTIN, J. M.
LAVIGNE, G. ROUAIX, S. SLASSI, G. VEDRENNE, R. PEHL, C. CORK, P. LUKE,
N. MADDEN ET D. MALONE
Preliminary results from the HIgh REsolution gamma-ray and hard X-ray Spectrometer
(HIREGS) long duration balloon flight in Antarctica
Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 97 p. 31–33, 1993.
- N. GEHRELS, S. D. BARTHELMY, B. J. TEEGARDEN, J. TUELLER, M. LEVENTHAL
ET C. J. MACCALLUM
GRIS observations of positron annihilation radiation from the Galactic center
Astrophysical Journal, vol. 375 p. L13–L16, 1991.
- N. GEHRELS
Instrumental background in gamma-ray spectrometers and techniques for its reduction
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 239 p. 324–349,
1985.
- N. GEHRELS
Instrumental background in gamma-ray spaectrometers flown in low Earth orbit
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 313 p. 513–528,
1992.
- A. GIULIANI
Phonon-mediated detectors of radiation : state of the art
Dans R. B. James, éditeur, *Hard X-Ray and Gamma-Ray Detector Physics III. Procee-*
dings of the SPIE., volume 4507, pages 203–212, 2001.
- A. GOLDWURM, J. BALLE, B. CORDIER, J. PAUL, L. BOUCHET, J. P. ROQUES,
D. BARRET, P. MANDROU, R. SUNYAEV, E. CHURAZOV, M. GILFANOV, A. DYA-
CHKOV, N. KHAVENSON, V. KOVTUNENKO, R. KREMNEV ET K. SUKHANOV
Sigma/GRANAT soft gamma-ray observations of the X-ray nova in Musca - Discovery
of positron annihilation emission line
Astrophysical Journal, vol. 389 p. L79–L82, 1992.
- J. E. GRINDLAY, W. W. CRAIG, N. A. GEHRELS, F. A. HARRISON ET J. HONG
EXIST : mission design concept and technology program
Dans J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, éditeurs, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes*
and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE., volume 4851, pages 331–344,
2003.
- A. GUINIER
Théorie et Technique de la Radiocristallographie
Dunod, Paris, 1956.
-

- H. HALLOIN, P. VON BALLMOOS, J. EVRARD, G. K. SKINNER, N. V. ABROSIMOV, P. BASTIE, G. DI COCCO, M. GEORGE, B. HAMELIN, P. JEAN, J. KNÖDLSIEDER, P. LAPORTE, C. BADENES, P. LAURENT ET R. K. SMITHER
Performance of CLAIRE, the first balloon-borne γ -ray telescope
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 504 p. 120–125, 2003a.
- H. HALLOIN, P. VON BALLMOOS, J. EVRARD, G. K. SKINNER, N. V. ABROSIMOV, P. BASTIE, G. DI COCCO, M. GEORGE, B. HAMELIN, P. JEAN, J. KNOEDLSIEDER, P. LAPORTE, C. BADENES, P. LAURENT ET R. K. SMITHER
Design and flight performance of a crystal diffraction telescope
Dans J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, éditeurs, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, pages 895–904, 2003b.
- H. HALLOIN, P. VON BALLMOOS, J. EVRARD, G. K. SKINNER, M. HERNANZ, N. V. ABROSIMOV, P. BASTIE, B. HAMELIN, V. LONJOU, J. M. ALVAREZ, A. LAURENS, P. JEAN, J. KNOEDLSIEDER ET R. K. SMITHER
CLAIRE gamma-ray lens : flight and long distance test results
Dans O. Citterio ET S. L. O'Dell, éditeurs, *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 5168, pages 471–481, 2004.
- H. HALLOIN
Projet CLAIRE : préparatifs pour le premier vol ballon d'une lentille gamma
Rapport de D.E.A, Université Paul Sabatier de Toulouse & Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2000.
- B. A. HARMON, M. H. FINGER, B. RUBIN, R. MALLOZZI, W. S. PACIESAS, R. B. WILSON, G. J. FISHMAN, M. BROCK ET C. A. MEEGAN
Occultation analysis of BATSE data - operational aspects
Dans C. R. Shrader, N. Gehrels ET B. Dennis, éditeurs, *The Compton Observatory Science Workshop*, pages 69–75, 1992.
- D. L. HUESTIS
Jacchia 1977 Atmospheric Model
Molecular Physics Laboratory, <http://www-mpl.sri.com/software/jacchia77/jacchia77.html>, 1999.
- R. I. HULSIZER ET B. ROSSI
Search for electrons in the primary cosmic radiation
Physical Review, vol. 73 p. 1402–1403, 1948.
- IERS
Explanatory Supplement to IERS Bulletins A and B
International Earth Rotation Service, <http://hpiers.obspm.fr/eop-pc/products/bulletins/explanatory.html>, 2001a.
-

IERS

IERS Bulletin B162

International Earth Rotation Service, <http://hpiers.obspm.fr/eoppc/bul/bulb/bulletinb.162>, août 2001b.

IERS

Relationship between TAI and UTC

International Earth Rotation Service, http://hpiers.obspm.fr/eop-pc/earthor/utc/TAI-UTC_tab.html, 2001c.

IMCCE

Éphémérides de Position des Corps du Système Solaire

Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Éphémérides, http://www.imcce.fr/ephem/ephepos/ephepos_f1.html, 2001.

A. F. IYUDIN, R. DIEHL, H. BLOEMEN, W. HERMSEN, G. G. LICHTI, D. MORRIS, J. RYAN, V. SCHOENFELDER, H. STEINLE, M. VARENDORFF, C. DE VRIES ET C. WINKLER

COMPTEL observations of Ti-44 gamma-ray line emission from CAS A

Astronomy & Astrophysics, vol. 284 p. L1–L4, 1994.

A. F. IYUDIN, V. SCHOENFELDER, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERMSEN, G. G. LICHTI, R. D. VAN DER MEULEN, J. RYAN ET C. WINKLER

Emission from ^{44}Ti associated with a previously unknown Galactic supernova.

Nature, vol. 396 p. 142–144, 1998.

A. S. JACOBSON, J. C. LING, W. A. MAHONEY ET J. B. WILLETT

Observational evidence for extraterrestrial gamma-ray line sources

Dans *Gamma Ray Spectroscopy in Astrophysics*, pages 228–251, 1978.

P. JEAN, J. KNÖDLESEDER, V. LONJOU, M. ALLAIN, J.-P. ROQUES, G. K. SKINNER, B. J. TEEGARDEN, G. VEDRENNE, P. VON BALLMOOS, B. CORDIER, P. CARAVEO, R. DIEHL, P. DUROUCHOUX, P. MANDROU, J. MATTESON, N. GEHRELS, V. SCHÖNFELDER, A. W. STRONG, P. UBERTINI, G. WEIDENSPONTNER ET C. WINKLER

Early SPI/INTEGRAL measurements of 511 keV line emission from the 4th quadrant of the Galaxy

Astronomy & Astrophysics, vol. 407 p. L55–L58, 2003.

P. JEAN

Etudes des performances et modélisation de spectromètres gamma pour l'astrophysique nucléaire

Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1996.

W. N. JOHNSON, F. R. HARNDEN ET R. C. HAYMES

The Spectrum of Low-Energy Gamma Radiation from the Galactic-Center Region.

Astrophysical Journal, vol. 172 p. L1, 1972.

W. N. JOHNSON ET R. C. HAYMES

Detection of a Gamma-Ray Spectral Line from the Galactic-Center Region

Astrophysical Journal, vol. 184 p. 103–126, 1973.

S. JUSTAUT

Les types de ballons et leur utilisation

Dans *Séminaire sur les perspectives scientifique et technique à moyen terme en matière de ballons* [Orléans 97], pages 111–116.

G. KANBACH, R. ANDRITSCHKE, P. F. BLOSER, F. SCHOPPER, V. SCHOENFELDER
ET A. ZOGLAUER

Concept study for the next generation medium-energy gamma-ray astronomy mission : MEGA

Dans J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, éditeurs, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, pages 1209–1220, 2003.

C. F. KENNEL ET F. V. CORONITI

Confinement of the Crab pulsar's wind by its supernova remnant

Astrophysical Journal, vol. 283 p. 694–709, 1984a.

C. F. KENNEL ET F. V. CORONITI

Magnetohydrodynamic model of Crab nebula radiation

Astrophysical Journal, vol. 283 p. 710–730, 1984b.

C. KITTEL

Introduction to Solid State Physics

John Wiley & Sons Inc., sixième édition, 1986.

R. W. KLEBESADEL, I. B. STRONG ET R. A. OLSON

Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin

Astrophysical Journal, vol. 182 p. L85–L88, 1973.

J. KNÖDLSIEDER

The Origin of ^{26}Al in the galaxy

Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1997.

J. KNÖDLSIEDER, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERMSEN, U. OBER-
LACK, J. RYAN, V. SCHÖNFELDER ET P. VON BALLMOOS

A multiwavelength comparison of COMPTEL 1.8 MeV ^{26}Al line data

Astronomy & Astrophysics, vol. 344 p. 68–82, 1999.

J. E. KOGLIN, F. E. CHRISTENSEN, J. CHONKO, W. W. CRAIG, T. R. DECKER,
M. A. JIMENEZ-GARATE, K. S. GUNDERSON, C. J. HAILEY, F. A. HARRISON,
C. P. JENSEN, M. SILEO, D. L. WINDT ET H. YU

Development and production of hard X-ray multilayer optics for HEFT

Dans J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, éditeurs, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, pages 607–618, 2003.

A. KOHNLE

A Gamma-Ray Lens for Nuclear Astrophysics

Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1998.

A. KOHNLE, R. SMITHER, T. GRABER, P. VON BALLMOOS, P. LAPORTE ET J.-F. OLIVE

Realization of a tunable crystal lens as an instrument to focus gamma rays

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 408 p. 553–561, 1998.

C. KOUVELIOTOU

Enhanced : Gamma ray bursts

Science, vol. 277 p. 1257, 1997.

W. KRAUSHAAR, G. W. CLARK, G. GARMIRE, H. HELMKEN, P. HIGBIE ET M. AGO-GINO

Explorer XI Experiment on Cosmic Gamma Rays.

Astrophysical Journal, vol. 141 p. 845–863, 1965.

W. L. KRAUSHAAR, G. W. CLARK, G. P. GARMIRE, R. BORKEN, P. HIGBIE, V. LEONG ET T. THORSOS

High-Energy Cosmic Gamma-Ray Observations from the OSO-3 Satellite

Astrophysical Journal, vol. 177 p. 341–363, 1972.

J. D. KURFESS, W. N. JOHNSON, R. L. KINZER, R. A. KROEGER, M. S. STRICKMAN, J. E. GROVE, M. D. LEISING, D. D. CLAYTON, D. A. GRABELSKY, W. R. PURCELL, M. P. ULMER, R. A. CAMERON ET G. V. JUNG

Oriented Scintillation Spectrometer Experiment observations of Co-57 in SN 1987A

Astrophysical Journal, vol. 399 p. L137–L140, 1992.

J. D. KURFESS, P. A. MILNE, M. D. LEISING, D. D. DIXON ET R. L. KINZER

Galactic positron annihilation observations with OSSE

Dans D. Kieda, M. Salamon ET B. Dingus, éditeurs, *26th International Cosmic Ray Conference. Contributed Papers*, volume 4, pages 64–67, 1999.

P. LAPORTE

Etude de la Diffraction en Géométrie de Laue : Application à l'Astrophysique Nucléaire

Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 2000.

P. LAPORTE, N. V. ABROSIMOV, P. BASTIE, B. CORDIER, G. DI COCCO, J. EVRARD, P. LAURENT, P. PALTANI, G. K. SKINNER, R. K. SMITHER ET P. VON BALLMOOS

CLAIRE-towards the first light for a gamma-ray lens

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 442 p. 438–442, 2000.

M. LEVENTHAL

Recent balloon observation of the Galactic center 511 keV annihilation line

Advances in Space Research, vol. 11 p. 157–164, 1991.

- M. LEVENTHAL, C. J. MACCALLUM ET P. D. STANG
Detection of 511 keV positron annihilation radiation from the galactic center direction
Astrophysical Journal, vol. 225 p. L11–L14, 1978.
- M. D. LIEBER, D. J. GALLAGHER, W. C. CASH ET A. F. SHIPLEY
System performance evaluation of the MAXIM concept with integrated modeling
Dans J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, éditeurs, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, pages 557–567, 2003.
- O. LIMOUSIN
New trends in CdTe and CdZnTe detectors for X- and gamma-ray applications
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 504 p. 24–37, 2003.
- J. C. LING
Spectral and Angular Distributions of Low-Energy Atmospheric Gamma-Rays at the Geomagnetic Latitude $\Lambda = 40$ Degrees.
Thèse de Doctorat, University of California, San Diego, 1974.
- J. C. LING
A semiempirical model for atmospheric gamma rays from 0.3 to 10 MeV at a geomagnetic latitude of 40 deg
Journal of Geophysical Research, vol. 80 p. 3241–3252, 1975.
- J. C. LING, W. A. MAHONEY, J. B. WILLETT ET A. S. JACOBSON
A possible line feature at 73 keV from the Crab Nebula
Astrophysical Journal, vol. 231 p. 896–905, 1979.
- V. LONJOU
Caractérisation des cristaux pour la lentille gamma
Rapport de D.E.A, Université Paul Sabatier de Toulouse, 2002.
- N. LUND
The WATCH gamma-burst detector for Eureka-I
Dans *X-ray instrumentation in astronomy. Proceedings of the SPIE*, volume 597, pages 95–100, 1986.
- D. J. MACOMB ET N. GEHRELS
A General Gamma-Ray Source Catalog
Astrophysical Journal Suppl. Ser., vol. 120 p. 335–397, 1999.
- W. A. MAHONEY, J. C. LING ET W. A. WHEATON
High-resolution spectrum of the Galactic center
Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 97 p. 159–163, 1993.
- W. A. MAHONEY, J. C. LING, W. A. WHEATON ET A. S. JACOBSON
HEAO 3 discovery of Al-26 in the interstellar medium
Astrophysical Journal, vol. 286 p. 578–585, 1984.
-

- V. MARTINOT, A. BOUTONNET, P. BROUSSE, H. SAINT ET P. VON BALLMOOS
Orbit control of MAX, a new concept of gamma ray telescope
Dans *3^d International Workshop on Satellite Constellations and Formation Flying*,
Pisa, 2003.
- J. MATTESON, M. PELLING, B. BOWMAN, M. BRIGGS, D. GRUBER, R. LINGENFEL-
TER, L. PETERSON, R. LIN, D. SMITH ET P. FEFFER
*An observation of the Galactic center region with the HEXAGONE high resolution
gamma-ray spectrometer*
Dans P. D. et Nikos Prantzos, éditeur, *AIP Conf. Proc. 232 : Gamma-Ray Line Astro-
physics*, pages 45–51, 1991.
- S. M. MATZ, G. H. SHARE, M. D. LEISING, E. L. CHUPP ET W. T. VESTRAND
Gamma-ray line emission from SN1987A
Nature, vol. 331 p. 416–418, 1988.
- E. P. MAZETS, S. V. GOLENETSKII, R. L. APTEKAR, I. A. GURIAN ET V. N. ILINSKII
Cyclotron and annihilation lines in gamma-ray burst
Nature, vol. 290 p. 378–382, 1981.
- M. MCCONNELL, S. FLETCHER, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERM-
SEN, J. RYAN, V. SCHÖNFELDER, A. STRONG ET R. VAN DIJK
COMPTEL All-Sky Imaging at 2.2 MeV
Dans C. D. Dermer, M. S. Strickman ET J. D. Kurfess, éditeurs, *AIP Conf. Proc. 410 :
Proceedings of the Fourth Compton Symposium*, page 1099, 1997.
- T. MIHARA, K. MAKISHIMA ET F. NAGASE
Cyclotron Lines and Continuum Spectra of X-ray Binary Pulsars with GINGA
Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 27 p. 1434, 1995.
- I. F. MIRABEL, L. F. RODRIGUEZ, B. CORDIER, J. PAUL ET F. LEBRUN
A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E140.7 - 2942
Nature, vol. 358 p. 215–217, 1992.
- S. MITTON
The Crab Nebula
Charles Scribner's Sons, New York, 1978.
- P. MORISSON
On gamma-ray astronomy
Nuovo Cimento, vol. 7 p. 858, 1958.
- D. J. MORRIS, K. BENNETT, H. BLOEMEN, W. HERMSEN, G. G. LICHTI, M. L.
MCCONNELL, J. M. RYAN ET V. SCHÖNFELDER
Evidence for ^{56}Co Line Emission from the Type Ia Supernova 1991 T Using COMPTEL.
Dans *Seventeenth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology*, page
397, 1995.
-

- R. J. MURPHY, G. H. SHARE, J. R. LETAW ET D. J. FORREST
Nuclear line spectroscopy of the 1981 April 27 solar flare
Astrophysical Journal, vol. 358 p. 298–312, 1990.
- J. E. NAYA, P. VON BALLMOOS, R. K. SMITHER, M. FAIZ, P. B. FERNANDEZ,
T. GRABER, F. ALBERNHE ET G. VEDRENNE
*Experimental results obtained with the positron-annihilation radiation telescope of the
Toulouse-Argonne collaboration*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 373 p. 159–164,
1996.
- J. E. NAYA
Spectroscopie Gamma Fine et Haute Resolution Angulaire
Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1995.
- M. NIEL, P. VON BALLMOOS, I. MALET, P. MANDROU, E. COSTA, E. MASSARO,
G. MATT, M. SALVATI, B. PARLIER, B. AGRINIER, J. L. MASNOU, G. GERARDI,
T. MINEO, B. SACCO ET L. SCARSI
*Observation of the 0.511 MeV annihilation line from the inner Galaxy with the FIGARO
II experiment*
Astrophysical Journal, vol. 356 p. L21–L24, 1990.
- Y. OGASAKA, K. TAMURA, T. OKAJIMA, Y. TAWARA, K. YAMASHITA, A. FURU-
ZAWA, K. HAGA, S. ICHIMARU, S. TAKAHASHI, S. FUKUDA, H. KITO, A. GOTO,
S. KATO, H. SATAKE, K. NOMOTO, N. HAMADA, P. J. SERLEMITSOS, J. TUELLER,
Y. SOONG, K. CHAN, S. M. OWENS, F. BERENDSE, H. KRIMM, W. BAUMGART-
NER, S. D. BARTHELMEY, H. KUNIEDA, K. MISAKI, R. SHIBATA, H. MORI, K. ITOH
ET Y. NAMBA
*Development of supermirror hard x-ray telescope and the results of first observation
flight of InFOCuS flight observation*
Dans J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, éditeurs, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes
and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, pages 619–630,
2003.
- T. OKAJIMA, Y. OGASAKA, K. TAMURA, A. FURUZAWA, Y. TAWARA, K. YAMASHITA
ET H. KUNIEDA
Supermirror design for the XEUS x-ray telescope
Dans J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, éditeurs, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes
and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, pages 716–723,
2003.
- J.-F. OLIVE
*Observation de l'Emission Gamma Emise par Trois Pulsars : le Crabe, Vela et
A0535+26*
Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1992.
-

ORLÉANS 97

Séminaire sur les perspectives scientifique et technique à moyen terme en matière de ballons, Orléans, 1997. CNES.

J. PAUL, J. BALLE, M. CANTIN, B. CORDIER, A. GOLDWURM, A. LAMBERT, P. MANDROU, J. P. CHABAUD, M. EHANNO ET J. LANDE

Sigma - The hard X-ray and soft gamma-ray telescope on board the GRANAT space observatory

Advances in Space Research, vol. 11 p. 289–302, 1991.

J. PAUL ET P. LAURENT

Astronomie Gamma Spatiale

Gordon and Breach Science Publishers, 1997.

R. M. PELLING, W. S. PACIESAS, L. E. PETERSON, K. MAKISHIMA, M. ODA, Y. OGAWARA ET S. MIYAMOTO

A scanning modulation collimator observation of the high-energy X-ray source in the Crab Nebula

Astrophysical Journal, vol. 319 p. 416–425, 1987.

G. J. PERLOW ET C. W. KISSINGER

A search for primary cosmic gamma-radiation.

Physical Review, vol. 81 p. 552–554, 1951.

L. PETERSON ET J. R. WINCKLER

Short γ -ray burst from a solar flare

Physical Review Letters, vol. 1 p. 205, 1958.

L. E. PETERSON

The Crab Nebula at High Energies - a Historical Perspective

Dans *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, pages 81–89, 1998.

S. PLÜSCHKE, R. H. DIEHL, V. SCHÖNFELDER, G. WEIDENSPONTNER, H. BLOEMEN, W. HERMSEN, M. MCCONNEL, J. RYAN, K. BENNETT, U. OBERLACK ET J. KNÖDLSER

COMPTEL 1.8 MeV All Sky Survey : The Cygnus Region

Dans M. L. McConnel ET J. M. Ryan, éditeurs, *AIP Conf. Proc. 510 : Proceedings of the Fifth Compton Symposium*, page 35, 2000.

N. PRANTZOS

Stellar nucleosynthesis and γ -ray line astronomy.

Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 120 p. 303–310, 1996.

N. PRANTZOS ET R. DIEHL

Radioactive ^{26}Al in the galaxy : observations versus theory

Physics Reports, vol. 267 p. 1–69, 1996.

- W. R. PURCELL, L.-X. CHENG, D. D. DIXON, R. L. KINZER, J. D. KURFESS, M. LEVENTHAL, M. A. SAUNDERS, J. G. SKIBO, D. M. SMITH ET J. TUELLER
OSSE Mapping of Galactic 511 keV Positron Annihilation Line Emission
Astrophysical Journal, vol. 491 p. 725, 1997.
- W. R. PURCELL, M. P. ULMER, G. H. SHARE, R. KINZER ET E. O. HULBURT
SMM observations of interstellar ^{26}Al : a status report
Dans N. Johnson, éditeur, *The Gamma Ray Observatory Science Workshop*, pages N4–327, 1989.
- G. R. RIEGLER, J. C. LING, W. A. MAHONEY, W. A. WHEATON ET A. S. JACOBSON
The gamma-ray spectrum of the Galactic center region
Astrophysical Journal, vol. 294 p. L13–L15, 1985.
- G. R. RIEGLER, J. C. LING, W. A. MAHONEY, W. A. WHEATON ET A. S. JACOBSON
The gamma-ray spectrum of the galactic center region : erratum
Astrophysical Journal, vol. 305 p. L33, 1986.
- J. P. ROQUES, S. SCHANNE, A. VON KIENLIN, J. KNÖDLSIEDER, R. BRIET, L. BOUCHET, P. PAUL, S. BOGGS, P. CARAVEO, M. CASSÉ, B. CORDIER, R. DIEHL, P. DUROUCHOUX, P. JEAN, P. LELEUX, G. LICHTI, P. MANDROU, J. MATTESSON, F. SANCHEZ, V. SCHÖNFELDER, G. SKINNER, A. STRONG, B. TEEGARDEN, G. VEDRENNE, P. VON BALLMOOS ET C. WUNDERER
SPI/INTEGRAL in-flight performance
Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. L91, 2003.
- A. SANTANGELO, A. SEGRETO, S. GIARRUSSO, D. DAL FIUME, M. ORLANDINI, A. N. PARMAR, T. OOSTERBROEK, T. BULIK, T. MIHARA, S. CAMPANA, G. L. ISRAEL ET L. STELLA
A BEPPOSAX Study of the Pulsating Transient X0115+63 : The First X-Ray Spectrum with Four Cyclotron Harmonic Features
Astrophysical Journal, vol. 523 p. L85–L88, 1999.
- V. SCHÖNFELDER, H. AARTS, K. BENNETT, H. DE BOER, J. CLEAR, W. COLLMAR, A. CONNORS, A. DEERENBERG, R. DIEHL, A. VON DORDRECHT, J. W. DEN HERDER, W. HERMSEN, M. KIPPEN, L. KUIPER, G. LICHTI, J. LOCKWOOD, J. MACRI, M. MCCONNELL, D. MORRIS, R. MUCH, J. RYAN, G. SIMPSON, M. SNELLING, G. STACY, H. STEINLE, A. STRONG, B. N. SWANENBURG, B. TAYLOR, C. DE VRIES ET C. WINKLER
Instrument description and performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory
Astrophysical Journal Suppl. Ser., vol. 86 p. 657–692, 1993.
- V. Schönfelder, éditeur
The Universe in Gamma Rays
Springer, 2001.
-

SEDS

The Messier Catalogue

<http://www.seds.org/messier/Messier.html>, 2002.

G. H. SHARE, R. L. KINZER, J. D. KURFESS, D. J. FORREST, E. L. CHUPP ET E. RIEGER

Detection of galactic Al-26 gamma radiation by the SMM spectrometer

Astrophysical Journal, vol. 292 p. L61–L65, 1985.

G. H. SHARE, R. L. KINZER, J. D. KURFESS, D. C. MESSINA, W. R. PURCELL, E. L. CHUPP, D. J. FORREST ET C. REPPIN

SMM detection of diffuse Galactic 511 keV annihilation radiation

Astrophysical Journal, vol. 326 p. 717–732, 1988.

G. H. SHARE, M. D. LEISING, D. C. MESSINA ET W. R. PURCELL

Limits on a variable source of 511 keV annihilation radiation near the Galactic center

Astrophysical Journal, vol. 358 p. L45–L48, 1990.

G. K. SKINNER

Diffraction/refractive optics for high energy astronomy. I. Gamma-ray phase Fresnel lenses

Astronomy & Astrophysics, vol. 375 p. 691–700, 2001.

G. K. SKINNER

Diffraction-refractive optics for high energy astronomy. II. Variations on the theme

Astronomy & Astrophysics, vol. 383 p. 352–359, 2002.

G. K. SKINNER, R. L. BALTHAZOR, J. R. HERRING, R. M. RIDEOUT, J. TUELLER, S. D. BARTHELMEY ET L. M. BARTLETT

A balloon flight test of a coded-mask telescope with a multi-element germanium detector

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 357 p. 580–587, 1994.

G. K. SKINNER, J. R. HERRING ET R. L. BALTHAZOR

Coded mask telescope with a germanium array detector

Dans P. Y. Bely ET J. B. Breckinridge, éditeurs, *Space Astronomical Telescopes and Instruments II. Proceedings of the SPIE.*, volume 1945, pages 465–477, 1993.

G. K. SKINNER, T. J. PONMAN, A. P. HAMMERSLEY ET C. J. EYLES

Techniques for the analysis of data from coded-mask X-ray telescopes

Astrophys. Space. Sci., vol. 136 p. 337–349, 1987.

G. K. SKINNER, P. VON BALLMOOS, H. HALLOIN, N. A. GEHRELS ET J. F. KRIZMANIC

Diffraction-limited gamma-ray imaging with Fresnel lenses

Dans H. D. T. Joachim E. Truemper, éditeur, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, pages 1366–1373, 2003.

R. K. SMITHER

New method for focusing X rays and gamma rays

Review of Scientific Instruments, vol. 53 p. 131–141, 1982.

A. W. STRONG

Data analysis in gamma-ray astronomy - Multivariate likelihood method for correlation studies

Astronomy & Astrophysics, vol. 150 p. 273–275, 1985.

B. N. SWANENBURG, K. BENNETT, G. F. BIGNAMI, R. BUCCHERI, P. CARAVEO, W. HERMSEN, G. KANBACH, G. G. LICHTI, J. L. MASNOU, H. A. MAYER-HASSELWANDER, J. A. PAUL, B. SACCO, L. SCARSI ET R. D. WILLS

Second COS B catalog of high-energy gamma-ray sources

Astrophysical Journal, vol. 243 p. L69–L73, 1981.

T. TAKAHASHI, K. MAKISHIMA, Y. FUKAZAWA, M. KOKUBUN, K. NAKAZAWA, M. NOMACHI, H. TAJIMA, M. TASHIRO ET Y. TERADA

Hard X-ray and gamma-ray detectors for the NeXT mission

New Astronomy Reviews, *sous presse*.

J. H. TAYLOR, R. N. MANCHESTER ET A. G. LYNE

Catalog of 558 pulsars

Astrophysical Journal Suppl. Ser., vol. 88 p. 529–568, 1993.

J. I. TROMBKA, A. E. METZGER, J. R. ARNOLD, J. L. MATTESON, R. C. REEDY ET L. E. PETERSON

The Cosmic γ -Ray Spectrum Between 0.3 and 25 MeV Measured on Apollo 15

Astrophysical Journal, vol. 181 p. 737–746, 1973.

J. TRUEMPER, W. PIETSCH, C. REPPIN, W. VOGES, R. STAUBERT ET E. KENDZIORRA

Evidence for strong cyclotron line emission in the hard X-ray spectrum of Hercules X-1

Astrophysical Journal, vol. 219 p. L105–L110, 1978.

J. TRUEMPER, B. SACCO, W. PIETSCH, C. REPPIN, E. KENDZIORRA ET R. STAUBERT

Evidence for strong cyclotron emission in the hard X-ray spectrum of HER X-1

Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft Hamburg, vol. 42 p. 120–126, 1977.

D. M. TUCKER, G. T. BARNES ET D. P. CHAKRABORTY

Semiempirical model for generating tungsten target X-ray spectra

Journal of Medical Physics, vol. 18 p. 211–218, 1991.

P. UBERTINI, F. LEBRUN, G. DI COCCO, A. BAZZANO, A. J. BIRD, K. BROENSTAD, A. GOLDWURM, G. LA ROSA, C. LABANTI, P. LAURENT, I. F. MIRABEL, E. M. QUADRINI, B. RAMSEY, V. REGLERO, L. SABAU, B. SACCO, R. STAUBERT, L. VIGROUX, M. C. WEISSKOPF ET A. A. ZDZIARSKI

IBIS : The imager on-board INTEGRAL

Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. L131, 2003.

US Nautical Almanac Office, éditeur
The Astronomical Almanac (2001)
Bernan Associates, 1999.

U.S. STANDARD ATMOSPHERE
U.S. Standard Atmosphere, 1976
U.S. Government Printing Office, 1976.

M. VARGAS, J. PAUL, A. GOLDWURM ET ET AL.
Sigma Observations of High Energy Steady Sources and Transients in the Milky Way
Dans *ESA SP-382 : The Transparent Universe*, pages 129–136, 1997.

D. VIGNEAU ET D. W. ROBINSON
Large coded aperture mask for spaceflight hard x-ray images
Dans J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, éditeurs, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, pages 1326–1335, 2003.

P. VON BALLMOOS, R. DIEHL ET V. SCHOENFELDER
Map of the Galactic center region in the 1.8 MeV Al-26 gamma-ray line
Astrophysical Journal, vol. 318 p. 654–663, 1987.

P. VON BALLMOOS, J. EVRARD, G. K. SKINNER, N. ABROSIMOV, P. BASTIE, G. DI COCCO, M. GEORGE, H. HALLOIN, B. HAMELIN, P. JEAN, J. KNÖDLESEDER, P. LAPORTE, P. LAURENT ET R. K. SMITHER
The first flight of a gamma-ray lens
Dans *ESA SP-459 : Proceedings of the 4th INTEGRAL Workshop 'Exploring the Gamma-Ray Universe'*, pages 649–652, 2001.

P. VON BALLMOOS, N. GUESSOUM, P. JEAN ET J. KNÖDLESEDER
Models for the positive latitude e^-e^+ annihilation feature
Astronomy & Astrophysics, vol. 397 p. 635–643, 2003.

P. VON BALLMOOS
30th Saas Fee Advanced Course on High-Energy Spectroscopic Astrophysics, chapitre
Instruments for Nuclear Astrophysics
Springer, sous presse.

P. VON BALLMOOS, H. HALLOIN, G. SKINNER, B. SMITHER, J. PAUL, N. ABROSIMOV, J. ALVAREZ, P. ASTIER, P. BASTIE, D. BARRET, A. BAZZANO, A. BOUTONET, P. BROUSSE, B. CORDIER, T. COURVOISIER, G. DI COCCO, A. GIULIANI, B. HAMELIN, M. HERNANZ, P. JEAN, J. ISERN, J. KNÖDLESEDER, P. LAURENT, F. LEBRUN, A. MARCOWITH, V. MARTINOT, M. NATALUCCI, J.-F. OLIVE, R. PAIN, R. SADAT, H. SAINCT, P. UBERTINI ET G. VEDRENNE
MAX - a gamma-ray lens for nuclear astrophysics
Dans O. Citterio ET S. L. O'Dell, éditeurs, *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 5168, sous presse.

- D. C. WELLS, E. W. GREISEN ET R. H. HARTEN
FITS - a Flexible Image Transport System
Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser., vol. 44 p. 363–370, *juin*1981.
- W. A. WHEATON, A. S. JACOBSON, J. C. LING, W. A. MAHONEY ET L. S. VARNELL
The HEAO 3 background - Spectrum observed by a large germanium spectrometer in low earth orbit
Dans *AIP Conf. Proc. 186 : High-Energy Radiation Background in Space*, pages 304–322, 1989.
- D. L. WINDT, S. DONGUY, C. J. HAILEY, J. KOGLIN, V. HONKIMAKI, E. ZIEGLER, F. E. CHRISTENSEN, C. M. H. CHEN, F. A. HARRISON ET W. W. CRAIG
W/SiC X-ray multilayers optimized for use above 100 keV
Dans J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, éditeurs, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, pages 639–646, 2003.
- C. WINKLER, T. J.-L. COURVOISIER, G. DI COCCO, N. GEHRELS, A. GIMÉNEZ, S. GREBENEV, W. HERMSEN, J. M. MAS-HESSE, F. LEBRUN, N. LUND, G. G. C. PALUMBO, J. PAUL, J.-P. ROQUES, H. SCHNOPPER, V. SCHÖNFELDER, R. SUNYAEV, B. TEEGARDEN, P. UBERTINI, G. VEDRENNE ET A. J. DEAN
The INTEGRAL mission
Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. L1, 2003.
- W. H. ZACHARIASEN
Theory of X-Ray Diffraction in Crystals
Dover Publications Inc., New York, 1945.
- A. ZOGLAUER ET G. KANBACH
Doppler broadening as a lower limit to the angular resolution of next-generation Compton telescopes
Dans J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, éditeurs, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, pages 1302–1309, 2003.
-

Annexe A

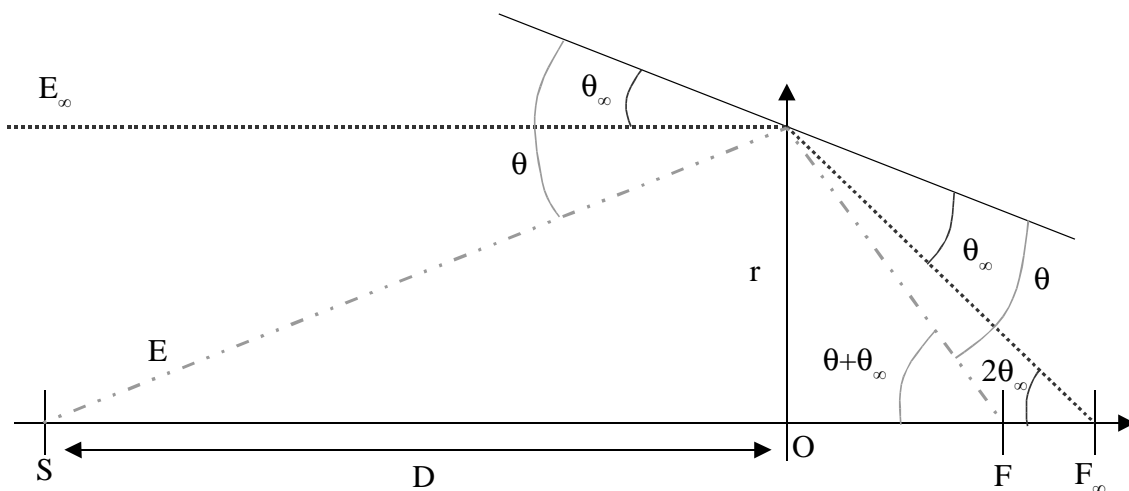
Petit guide pour CLAIRE

CLAIRE Survival Kit

1 Introduction

Ce petit guide est destiné à reprendre des formules et données utiles pour le réglage de la lentille gamma. Les parties 2,3 et 4 donnent les formules générales de calcul avec les erreurs associées aux approximations utilisées (entre crochets). La partie 5 donne ces mêmes formules appliquées à la configuration existante de la lentille. Les conséquences pour le réglage de la lentille en sont déduites dans la partie 6.

2 Schéma



3 Global

Conversion keV-Angströms :

$$\lambda E \approx 12.398[42] \text{ keV.Å}^{\circ}$$

$$1 \text{ rad} \approx 57.296 \text{ deg} \approx 3437.75 \text{ arcmin}$$

Relation de Bragg :

$$2 d \sin \theta_B = n \lambda$$

$n = 1, \theta_B < 1 \text{ rad} :$

$$\theta_B \approx 65.24 \left(\frac{d_{\text{Ge}[111]}}{d} \right) \left(\frac{100 \text{ keV}}{E} \right) \text{ arcmin}$$

$$\left[\begin{array}{l} \Delta \theta_B \leq 3.05 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\theta_B}{1 \text{ deg}} \right)^3 \text{ arcmin} \\ \Delta \theta_B \leq 3.92 \cdot 10^{-3} \left(\frac{d_{\text{Ge}[111]}}{d} \right)^3 \left(\frac{100 \text{ keV}}{E} \right)^3 \text{ arcmin} \end{array} \right]$$

$$E \approx 65.24 \left(\frac{d_{\text{Ge}[111]}}{d} \right) \left(\frac{1 \text{ arcmin}}{\theta_B} \right) 100 \text{ keV}$$

$$\left[\begin{array}{l} \Delta E \leq 5.52 \left(\frac{d_{\text{Ge}[111]}}{d} \right) \left(\frac{\theta_B}{1 \text{ deg}} \right) \text{ eV} \\ \Delta E \leq 6.00 \left(\frac{d_{\text{Ge}[111]}}{d} \right)^2 \left(\frac{100 \text{ keV}}{E} \right) \text{ eV} \end{array} \right]$$

$$\Delta E \approx \frac{2 d E^2}{hc} \Delta \theta$$

$$\Delta E \approx 1.532 \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right) \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^2 \left(\frac{\Delta \theta}{1 \text{ arcmin}} \right) \text{ keV}$$

4 Relations de conjugaison

Angles :

$$\theta \approx \theta_\infty + \frac{r}{D}$$

$$\left[\Delta \theta \leq 1.15 \cdot 10^{-3} \left[\left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \right]^3 \text{ arcmin} \right]$$

Energies :

$$\frac{100 \text{ keV}}{E} \approx \frac{100 \text{ keV}}{E_\infty} + 0.5268 \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right)$$

$$\Delta E \leq 12.0 \left(\frac{d_{\text{Ge}[111]}}{d} \right)^2 \left(\frac{100 \text{ keV}}{E} \right) \text{ eV Angles} \Leftrightarrow \text{Energies}$$

$$\Delta E_r \approx 527 \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^2 \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right) \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \left(\frac{\Delta r}{1 \text{ mm}} \right) \text{ eV erreur sur le rayon}$$

$$\Delta E_D \approx 527 \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^2 \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right) \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right)^2 \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{\Delta D}{10 \text{ cm}} \right) \text{ eV erreur sur la distance}$$

$$\Delta E_\infty \approx \left(\frac{E_\infty}{E} \right)^2 \Delta E \approx \left(1 + 0.5268 \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right) \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{E_\infty}{100 \text{ keV}} \right) \right)^2 \Delta E$$

$$\Delta E_K \approx 161 \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^2 \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \left(\frac{\Delta K}{1 \text{ mm A}} \right) \text{ eV erreur sur } r d$$

$$\frac{E_\infty - E}{E_\infty} \approx 0.5268 \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right) \left(\frac{E_\infty}{100 \text{ keV}} \right)$$

$$\left[\Delta(E - E_\infty) \leq 44.8 \left[\left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right) \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \right]^2 \left(\frac{E_\infty}{100 \text{ keV}} \right)^3 \text{ keV erreur supplémentaire} \right]$$

Distances :

$$\begin{aligned} F_\infty &\approx 2.634 \left(\frac{E_\infty}{100 \text{ keV}} \right) \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right) \text{ m} \\ \left[\begin{aligned} \Delta F_\infty &\leq 0.127 \left(\frac{d_{\text{Ge}[111]}}{d} \right) \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{100 \text{ keV}}{E_\infty} \right) \text{ cm distances} \Leftrightarrow \text{angles} \\ \Delta F_\infty &\leq 1.58 \cdot 10^{-2} \left(\frac{d_{\text{Ge}[111]}}{d} \right) \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{100 \text{ keV}}{E_\infty} \right) \text{ cm} \text{ énergies} \Leftrightarrow \text{angles} \\ \Delta F_\infty &\approx 26.36 \left(\frac{E_\infty}{100 \text{ keV}} \right) \left(\frac{\Delta r}{1 \text{ cm}} \right) \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right) \text{ cm erreur sur le rayon} \\ \Delta F_\infty &\approx 0.807 \left(\frac{E_\infty}{100 \text{ keV}} \right) \left(\frac{\Delta K}{1 \text{ mm.A}} \right) \text{ cm erreur sur rd} \end{aligned} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{F} - \frac{1}{D} &\approx \frac{1}{F_\infty} \\ \frac{1}{F} &\approx 0.3796 \left(\frac{100 \text{ keV}}{E_\infty} \right) \left(\frac{10 \text{ cm}}{r} \right) \left(\frac{d_{\text{Ge}[111]}}{d} \right) + 0.1 \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \text{ m}^{-1} \\ \left[\begin{aligned} \Delta F &\leq 0.427 \left(\frac{E_\infty}{100 \text{ keV}} \right) \left(\frac{100 \text{ keV}}{E} \right)^3 \left(\frac{d_{\text{Ge}[111]}}{d} \right)^2 \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \text{ cm angles} \Leftrightarrow \text{distances} \\ \frac{\Delta F}{F} &\approx \frac{\Delta r}{r} \\ \frac{\Delta F}{F} &\approx \frac{\Delta D}{D} \\ \frac{\Delta F}{F} &\approx \frac{\Delta K}{K} \end{aligned} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F &\approx F_\infty \left(1 - \frac{F_\infty}{D} \right) \\ F_\infty - F &\approx 69.40 \left[\left(\frac{E_\infty}{100 \text{ keV}} \right) \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right) \right]^2 \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \text{ cm} \end{aligned}$$

$$\left[\Delta(F_\infty - F) \leq 18.3 \left[\left(\frac{E_\infty}{100 \text{ keV}} \right) \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right) \right]^3 \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right)^2 \text{ cm erreur supplémentaire} \right]$$

Condition de lentille :

$$rd = K = \text{Cte}$$

$$\text{CLAIRE Ge (sauf anneaux 4 et 6): } \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right) \approx 0.61714$$

$$\Leftrightarrow K \approx 20.167 \text{ cm.}\overset{\circ}{\text{Å}}$$

5 Relations de conjugaison pour :

$$\left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right) \approx 0.61714 \Leftrightarrow K \approx 20.167 \text{ cm.}\overset{\circ}{\text{Å}}$$

et $E_{\infty} = 170 \text{ keV}$

Energies :

$$\frac{100 \text{ keV}}{E} \approx 0.5882 + 0.3251 \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right)$$

$$\left[\begin{array}{l} \Delta E \leq 12.0 \left(\frac{d_{\text{Ge}[111]}}{d} \right) \left(\frac{100 \text{ keV}}{E} \right)^2 \text{ eV Angles} \Leftrightarrow \text{Energies} \\ \Delta E_r \approx 527 \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^2 \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right) \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \left(\frac{\Delta r}{1 \text{ mm}} \right) \text{ eV erreur sur le rayon} \\ \Delta E_D \approx 326 \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^2 \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right)^2 \left(\frac{\Delta D}{10 \text{ cm}} \right) \text{ eV erreur sur la distance} \\ \Delta E_{\infty} \approx \left(1 + 0.5527 \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \right)^2 \Delta E \end{array} \right]$$

$$E_{\infty} - E \approx 93.96 \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \text{ keV}$$

$$\left[\Delta(E_{\infty} - E) \leq 83.8 \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right)^2 \text{ keV erreur supplémentaire} \right]$$

Distances :

$$F_{\infty} \approx 2.763 \text{ m}$$

$$\left[\begin{array}{l} \Delta F_{\infty} \leq 5.09 \cdot 10^{-3} \left(\frac{d_{\text{Ge}[111]}}{d} \right) \left(\frac{r}{1 \text{ cm}} \right) \text{ cm distances} \Leftrightarrow \text{angles} \\ \Delta F_{\infty} \approx 44.812 \left(\frac{\Delta r}{1 \text{ cm}} \right) \left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}} \right) \text{ cm erreur sur le rayon} \end{array} \right]$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{F} - \frac{1}{D} &\approx \frac{1}{F_\infty} \\
\frac{1}{F} &\approx 0.3618 + 0.1 \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \text{ m}^{-1} \\
\left[\begin{array}{c} \frac{\Delta F}{F} \approx \frac{\Delta r}{r} \\ \frac{\Delta F}{F} \approx \frac{\Delta D}{D} \\ \Delta F \leq 0.726 \left(\frac{100 \text{ keV}}{E} \right)^3 \left(\frac{d_{\text{Ge}[111]}}{d} \right)^2 \left(\frac{r}{10 \text{ cm}} \right) \text{ cm angles} \Leftrightarrow \text{énergies} \end{array} \right] \\
F_\infty - F &\approx 76.39 \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right) \text{ cm} \\
\left[\Delta (F_\infty - F) \leq 21.1 \left(\frac{10 \text{ m}}{D} \right)^2 \text{ cm erreur supplémentaire} \right]
\end{aligned}$$

6 Formulaire de réglage

Données numériques par anneau :

Les cotes sont issues des plans , confirmées par les mesures

Anneau	hkl	Taille (mm)	rinf (mm)	rsup (mm)	rmoy (mm)	rmoy*d (mm.Å)	levier rég (mm)	Off Dgéné (mm)
0	111	10x10	51,33	72,11	61,72	201,6	25 ?	12,7
1	220	10x10	95,48	106,17	100,83	201,67	13 ?	12,7
2	311	10x10	112,88	123,57	118,23	201,67	13 ?	-12,7
3	400	10x10	137,24	147,9	142,6	201,67	13 ?	12,7
4	331	10x7	151,97	160,38	156,18	202,7	10 ?	-12,7
5	422	10x10	169,29	179,98	174,64	201,68	13 ?	12,7
6	333	10x7	184	192,3	188,15	204,86	10 ?	-12,7
7	440	10x10	196,32	207,1	201,67	201,69	13 ?	12,7

Lorsque les calculs ne dépendent que de r.d on prendra pour tous les anneaux :

$$\left(\frac{r}{10 \text{ cm}}\right)\left(\frac{d}{d_{\text{Ge}[111]}}\right) \approx 0.61714 \Leftrightarrow K \approx 20.167 \text{ cm.}\overset{\circ}{\text{Å}}$$

$$E_{\infty} = 170 \text{ keV} \Rightarrow F_{\infty} \approx 2.763 \text{ m}$$

$$D_{\text{gén}} = 14162 \text{ mm} \pm 2 \text{ mm} \text{ (+décalage dépendant de l'anneau)}$$

$$\Rightarrow F_{\text{rég}} \approx 2.312 \text{ m}$$

$$\text{Pas de vis de réglage : } 0.35 \text{ mm/tour ?}$$

Rq : rmoy*d étant constant pour tous les anneaux (sauf 4 et 6), il y a une énergie de réglage au rayon moyen commune pour tous ces anneaux, telle que l' énergie diffractée à l' infini soit 170 keV. De plus, si le milieu du cristal correspond au rayon moyen de l' anneau tous les spots focaux sont parfaitement superposés (à mieux que 0.1 mm).

En ce qui concerne les anneaux 4 et 6, la différence de rmoy*d empêche d' avoir une énergie de réglage commune. De plus, si le milieu du cristal correspond au rayon moyen de l' anneau on ne peut pas avoir à la fois une énergie à l' infini de 170 keV et un spot focal centré sur celui des autres anneaux.

6.1 Energies de réglage au rayon moyen :

Energie moyenne de réglage pour $E_{\infty} = 170 \text{ keV}$ (sauf anneaux 4 et 6):

$$E_{\text{réglage}} \simeq 122,28 \text{ keV}$$

Energies de réglage au rayon moyen par anneau :

Dans ces calculs, le décalage du cadre est pris en compte. Pour l' anneau 6, trois énergies de réglage sont proposées : soit pour avoir une énergie à l' infini de 170 keV, soit pour avoir un spot focal centré, soit pour avoir un spot à la limite des autres (suivant la focale $F_{\infty} \simeq 2,763 \text{ m}$).

Anneau	hkl	$E_{\text{réglage}} (keV)$	$E_{\infty} (keV)$	Centre Spot (mm)
0	111	122,31	170	0
1	220	122,29	170	0
2	311	122,23	170	0
3	400	122,29	170	0
4	331	122,06	170	-0,9
5	422	122,29	170	0
6	333	121,69	170	-3,1
6	333	120,31	167,3	0
6	333	121,12	168,9	-1,5
7	440	122,29	170	0

5.2 Budget d' erreur

5.2.1 Angles à l' infini (dépointage, etc..)

$$\Delta E_{\infty} \approx 4.43 \left(\frac{d}{d_{Ge [111]}} \right) \left(\frac{\Delta \theta}{1 \text{ Arcmin}} \right) keV$$

$$\text{anneau 0 (111) : } \Delta E_{\infty} \approx 4.43 \left(\frac{\Delta \theta}{1 \text{ Arcmin}} \right) keV$$

$$\text{anneau 1 (220) : } \Delta E_{\infty} \approx 2.71 \left(\frac{\Delta \theta}{1 \text{ Arcmin}} \right) keV$$

$$\text{anneau 2 (311) : } \Delta E_{\infty} \approx 2.31 \left(\frac{\Delta \theta}{1 \text{ Arcmin}} \right) keV$$

$$\text{anneau 3 (400) : } \Delta E_{\infty} \approx 1.92 \left(\frac{\Delta \theta}{1 \text{ Arcmin}} \right) keV$$

$$\text{anneau 4 (331) : } \Delta E_{\infty} \approx 1.76 \left(\frac{\Delta \theta}{1 \text{ Arcmin}} \right) keV$$

$$\text{anneau 5 (422) : } \Delta E_{\infty} \approx 1.57 \left(\frac{\Delta \theta}{1 \text{ Arcmin}} \right) keV$$

$$\text{anneau 6 (333) : } \Delta E_{\infty} \approx 1.48 \left(\frac{\Delta \theta}{1 \text{ Arcmin}} \right) keV$$

$$\text{anneau 7 (440) : } \Delta E_{\infty} \approx 1.36 \left(\frac{\Delta \theta}{1 \text{ Arcmin}} \right) keV$$

5.2.2 Angles à distance finie (dépointage, déréglae, etc ...)

$$\Delta E_{reg} \approx 0,517 \Delta E_{\infty} \approx 2,29 \left(\frac{d}{d_{Ge [111]}} \right) \left(\frac{\Delta \theta}{1 \text{ Arcmin}} \right) keV$$

Equivalences déplacement – énergie pour les différents anneaux :

Anneau	KeV/Arcmin	Arcmin/100 ^{me} tour	100 ^{me} tour/Arcmin	keV/100 ^{me} tour	100 ^{me} tour/keV
0	2,29	0,48	2,08	1,1	0,91
1	1,4	0,93	1,08	1,3	0,77
2	1,2	0,93	1,08	1,1	0,9
3	0,99	0,93	1,08	0,92	1,09
4	0,91	1,2	0,83	1,1	0,91
5	0,81	0,93	1,08	0,75	1,3
6	0,76	1,2	0,83	0,92	1,1
7	0,7	0,93	1,08	0,65	1,5

6.3 Tolérance admissible sur l' élargissement du pic :

Pour simplifier les calculs, on considère un spectre dominé par le bruit de fond, dans ce cas , on s' interesse à la détectabilité du signal en sigmas qui s' exprime par :

$$n \sigma = \frac{Signal}{\sqrt{Bruit}} \propto \frac{Signal}{\sqrt{\Delta E_{tot}}}$$

D' autrepart, on peut aussi considérer que le signal reçu ne dépend que faiblement du pointage effectif (justifié par le fait que l' efficacité de diffraction varie peu autour de 170 keV) et donc $Signal \sim Cste$.

De plus, la largeur « intrinsèque » de la lentille en supposant des alignements parfaits (pointage, réglage, etc ...) convoluée avec la résolution énergétique du détecteur est estimée à ~ 3 keV.

Enfin, les erreurs sont supposées gaussiennes et donc :

$$\Delta E_{tot} = \sqrt{\Delta E_{erreur} + 3^2} \text{ keV}$$

Le critère de tolérance peut être défini comme l' élargissement pour lequel on observe une perte de significativité de 1σ pour un niveau initial choisi à $N \sigma$. Cela se traduit finalement par :

$$\Delta E_{tot} \approx 3 \left(\frac{N}{N-1} \right)^2 \text{ keV}$$

$$\Delta E_{erreur} \approx 3 \sqrt{\left(\frac{N}{N-1} \right)^4 - 1} \text{ keV}$$

Pour $N = 4$, on trouve $\Delta E_{erreur} \approx 4,41 \text{ keV FWHM} \approx \pm 1,9 \text{ keV}$ à l'infini soit ± 1 keV pour le réglage.

6.4 Sources d' erreurs

Certaines de ces sources d' erreurs sont des biais et d' autres des erreurs aléatoires plus ou moins gaussiennes et de moyenne pas forcément nulle. Cependant, la contribution de chaque cristal étant différente pour un même dépointage (contribution prop. au cosinus de l' angle du cristal par rapport à l' axe de dépointage), on simplifiera la somme des erreurs comme la somme d' erreurs gaussiennes (somme quadratique).

6.4.1. Erreurs « incompressibles »

6.4.1.1. Pointage sur le ciel

On peut estimer l' erreur de pointage sur le ciel par :

- Biais d' alignement de $20' ''$:

$$\Delta \theta_{Crabe, \text{alignement}} \approx \pm 20 \sqrt{\langle \cos^2 \rangle} = \frac{20}{\sqrt{2}} \approx \pm 14 \text{ Arcsec en moyenne sur un}$$

anneau.

- Erreur stochastique de pointage : $\Delta \theta_{Crabe, \text{pointage}} \approx \pm 30 \text{ Arcsec}$

=> Erreur totale de pointage à l' infini : $\Delta \theta_{Crabe} \approx \pm 35 \text{ Arcsec}$

6.4.1.1. Pointage lors du réglage

- Alignement CCD : $\Delta \theta_{\text{rég}, \text{CCD}} \approx \pm 1 \text{ pixel} \approx \pm 10 \text{ Arcsec}$

- Position diaphragme W : $\Delta \theta_{\text{rég}, \text{diaph}} \approx \pm 0.2 \text{ mm à } 14 \text{ m} \approx \pm 3 \text{ Arcsec}$

- Ponctualité de la source X (?) :

$$\Delta \theta_{\text{rég}, \text{source}} \approx \pm 1 \text{ mm à } 14 \text{ m} \approx \pm 15 \text{ Arcsec}$$

=> Erreur totale de pointage pour le réglage : $\Delta \theta_{\text{réglage}} \approx \pm 18 \text{ Arcsec}$

6.4.1.2. Collage

Lors du réglage de l' anneau, on observe typiquement des variations d' énergie de l' ordre de $\pm 0.3 \text{ keV}$ soit $\pm 0.23/100^{\text{ème}}$ de tour d' écrou ou $\pm 0.8 \mu\text{m}$ de déplacement vertical : ce déplacement se traduit par une variation énergétique différente suivant l' anneau (cf. paragraphe suivant).

6.4.2. Tolérances sur l' erreur de réglage

D' après ce qui précède, l' erreur totale de pointage peut être estimée à :

$$\begin{aligned} \Delta \theta_{\text{tot}} &\approx \sqrt{\Delta \theta_{Crabe, \text{alignement}}^2 + \Delta \theta_{Crabe, \text{pointage}}^2 + \Delta \theta_{\text{rég}, \text{CCD}}^2 + \Delta \theta_{\text{rég}, \text{diaph}}^2 + \Delta \theta_{\text{rég}, \text{source}}^2} \\ &\approx 40 \text{ Arcsec} = 0.63 \text{ Arcmin} \end{aligned}$$

Pour calculer la précision de réglage nécessaire pour chaque anneau, on essaie d' obtenir un élargissement inférieur à 1 keV à distance finie (cf. 5..3), ce qui se traduit dans le tableau suivant :

Anneau	hkl	$\Delta E_{\theta} \text{ (keV)}$	$\Delta E_{\text{collage}} \text{ (keV)}$	$\Delta E_{\text{réglage}} \text{ (keV)}$	$\Delta E_{\text{tot}} \text{ (keV)}$
0	111	1,5	0,25	-	1,52
1	220	0,91	0,3	0,29	1
2	311	0,78	0,25	0,57	1
3	400	0,65	0,21	0,73	1
4	331	0,59	0,25	0,77	1
5	422	0,53	0,17	0,83	1
6	333	0,49	0,21	0,85	1
7	440	0,46	0,15	0,88	1

Cela nous montre que l'objectif peut être atteint pour tous les anneaux sauf le 0. Cependant, puisqu'il contribue pour $\sim 1/8^{\text{ème}}$ au flux total, l'élargissement qui en résulte peut être compensé par les autres anneaux. En tout état de cause, compte tenu des erreurs d'alignements (le plus gros poste étant le pointage sur le Crabe), il est inutile de prendre des contraintes de réglage trop sévères. D'autre part, étant donnée la précision de réglage pouvant être obtenue et avec une marge de sécurité pour les anneaux extérieurs, on peut accepter une précision de réglage de $\pm 0,3$ keV pour tous les anneaux.

6.5 Conclusion sur le réglage

En supposant que la contribution des différents anneaux est identique (sauf anneaux 4 et 6 : facteur 0,7), le tableau suivant récapitule les énergies et erreurs de réglage proposées :

Anneau	<i>hkl</i>	Facteur	Energie (keV)	Tolérance (keV)
0	111	1	122,31	$\pm 0,3$
1	220	1	122,29	$\pm 0,3$
2	311	1	122,23	$\pm 0,3$
3	400	1	122,29	$\pm 0,3$
4	331	0,7	122,06	$\pm 0,3$
5	422	1	122,29	$\pm 0,3$
6	333	0,7	121,12	$\pm 0,3$
7	440	1	122,29	$\pm 0,3$
Total réglage*	-	-	122,15	3,83 FWHM
Total infini*	-	-	169,9	5,2 FWHM

* La tolérance est remplacée par la largeur estimée du pic en tenant compte de tous les effets, notamment de la largeur géométrique (pour le réglage). La résolution du détecteur est estimée à 1,6 keV FWHM à 122 keV et 2,5 keV à 170 keV à l'infini.

Annexe B

Informations système dans les trames scientifiques

* : 4 bits de poids faible pour les unités, 4 bits de poids forts pour les dizaines

Périodicités : 32 64 16 16 NA 256

Octets de la trame

mif	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
0	N° maf	N° mif	T Mon Cal		Htr Enable		OCXO (0.1ms)		OCXO (s)		Memory Dump		D of Week	Year
1	N° maf	N° mif	-12 V		Htr Status		Cmd (0)		Good Events				Month	D of Month
2	N° maf	N° mif	Tmon 0 Det		ADC RegVal		Cmd (1)		Lost Events				Hour(*)	Min (*)
3	N° maf	N° mif	Tmon 1 SAP 1		DIO Reg A8		N Cmds		Null Events				Sec(*)	10 ms(*)
4	N° maf	N° mif	Tmon 2 SAP 5		Fan ON/OFF		Bad Cmds		Veto 1 Cnts				OBC Version	
5	N° maf	N° mif	Tmon 3 SAP 9		DIO Reg A9		Ch_Mask		Veto 2 Cnts				Cmd Fail code	
6	N° maf	N° mif	Tmon 4 PSU				Ch_Force		Proc Time				Bad Cmd_0	
7	N° maf	N° mif	Tmon 5 PMT 1		Nloop		ev_semaphore		Veto 3 Cnts				Bad Cmd_1	
8	N° maf	N° mif	Tmon 6 PMT 2		Cmd_line		Current Byte (I)		Veto 4 Cnts				Program DS	
9	N° maf	N° mif	Tmon 7 PMT 3		Cmd_dt		Current Byte (II)		Dead Time 1				Program CS	
10	N° maf	N° mif	Tmon 8 PMT 4		Cmd_dt_lim		Current Byte (III)		Events					
11	N° maf	N° mif	Tmon 9 Preamp		HV Enable		Current Word (I)		Veto Events					
12	N° maf	N° mif	Tmon 10		GHV Enable		Current Word (II)		Dead Time 2					
13	N° maf	N° mif	Tmon 11		BLR_OOR En		Current Word (III)		NotRej high					
14	N° maf	N° mif	Tmon 12		Autoresets 1		N Auto resets		VetoOverall					
15	N° maf	N° mif	Tmon 13		Autoresets 2		Cmd Ptr		Dead Time 3					
16	N° maf	N° mif	Tmon 14		GPS_OCX0 (0.1ms)		OCXO (0.1ms)		OCXO (s)					
17	N° maf	N° mif	Tmon 15		GPS_OCX0 (s)		Cmd (0)		Good Events					
18	N° maf	N° mif	Tmon -Anmon card		Gatti 0		Cmd (1)		Lost Events					
19	N° maf	N° mif	+5 V		Gatti 1		N Cmds		Null Events					
20	N° maf	N° mif	+12 V		Gatti 2		Bad Cmds		Veto 1 Cnts					
21	N° maf	N° mif	+30 V		Gatti 3		Ch_Mask		Veto 2 Cnts					
22	N° maf	N° mif	+15 V		Gatti Entry		Ch_Force		Proc Time					
23	N° maf	N° mif	-15 V		Gatti Maf cmt		ev_semaphore		Veto 3 Cnts					
24	N° maf	N° mif	GE HV Mon		Gatti Maf Lim		Current Byte (I)		Veto 4 Cnts					
25	N° maf	N° mif	Pres in electr (I)				Current Byte (II)		Dead Time 1					
26	N° maf	N° mif	Bat Current				Current Byte (III)		Events					
27	N° maf	N° mif	Bat Voltage				Current Word (I)		Veto Events					
28	N° maf	N° mif	Dewar Pres				Current Word (II)		Dead Time 2					
29	N° maf	N° mif	Pres in electr (II)				Current Word (III)		NotRej high					
30	N° maf	N° mif	Preamp Press				N Auto resets		VetoOverall					
31	N° maf	N° mif	tbd				Cmd Ptr		Dead Time 3					

Périodicités : 32 64 16 16 NA 256

Octets de la trame

mif	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
32	N° maf	N° mif	T Mon Cal		Tlim_low 0		OCXO (0.1ms)		OCXO (s)		Memory Dump			
33	N° maf	N° mif	-12 V		Tlim_low 1		Cmd (0)		Good Events					
34	N° maf	N° mif	Tmon 0 Det		Tlim_low 2		Cmd (1)		Lost Events					
35	N° maf	N° mif	Tmon 1 SAP 1		Tlim_low 3		N Cmds		Null Events					
36	N° maf	N° mif	Tmon 2 SAP 5		Tlim_low 4		Bad Cmds		Veto 1 Cnts					
37	N° maf	N° mif	Tmon 3 SAP 9		Tlim_low 5		Ch_Mask		Veto 2 Cnts					
38	N° maf	N° mif	Tmon 4 PSU		Tlim_low 6		Ch_Force		Proc Time					
39	N° maf	N° mif	Tmon 5 PMT 1		Tlim_low 7		ev_semaphore		Veto 3 Cnts					
40	N° maf	N° mif	Tmon 6 PMT 2		Tlim_up 0		Current Byte (I)		Veto 4 Cnts					
41	N° maf	N° mif	Tmon 7 PMT 3		Tlim_up 1		Current Byte (II)		Dead Time 1					
42	N° maf	N° mif	Tmon 8 PMT 4		Tlim_up 2		Current Byte (III)		Events					
43	N° maf	N° mif	Tmon 9 Preamp		Tlim_up 3		Current Word (I)		Veto Events					
44	N° maf	N° mif	Tmon 10		Tlim_up 4		Current Word (II)		Dead Time 2					
45	N° maf	N° mif	Tmon 11		Tlim_up 5		Current Word (III)		NotRej high					
46	N° maf	N° mif	Tmon 12		Tlim_up 6		N Auto resets		VetoOverall					
47	N° maf	N° mif	Tmon 13		Tlim_up 7		Cmd Ptr		Dead Time 3					
48	N° maf	N° mif	Tmon 14		DAC settings 0		OCXO (0.1ms)		OCXO (s)					
49	N° maf	N° mif	Tmon 15		DAC settings 1		Cmd (0)		Good Events					
50	N° maf	N° mif	Tmon -Anmon carg		DAC settings 2		Cmd (1)		Lost Events					
51	N° maf	N° mif	+5 V		DAC settings 3		N Cmds		Null Events					
52	N° maf	N° mif	+12 V		DAC settings 4		Bad Cmds		Veto 1 Cnts					
53	N° maf	N° mif	+30 V		DAC settings 5		Ch_Mask		Veto 2 Cnts					
54	N° maf	N° mif	+15 V		DAC settings 6		Ch_Force		Proc Time					
55	N° maf	N° mif	-15 V		DAC settings 7		ev_semaphore		Veto 3 Cnts					
56	N° maf	N° mif	GE HV Mon		DAC settings 8		Current Byte (I)		Veto 4 Cnts					
57	N° maf	N° mif	Pres in electr (I)		DAC settings 9		Current Byte (II)		Dead Time 1					
58	N° maf	N° mif	Bat Current		Threshold		Current Byte (III)		Events					
59	N° maf	N° mif	Bat Voltage		DAC settings 11		Current Word (I)		Veto Events					
60	N° maf	N° mif	Dewar Pres		DAC settings 12		Current Word (II)		Dead Time 2					
61	N° maf	N° mif	Pres in electr (II)		DAC settings 13		Current Word (III)		NotRej high					
62	N° maf	N° mif	Preamp Press		DAC settings 14		N Auto resets		VetoOverall					
63	N° maf	N° mif	tbd		DAC settings 15		Cmd Ptr		Dead Time 3					

Annexe C

Description des logiciels d'acquisition scientifique

Cette annexe décrit un peu plus en détail les logiciels utilisés pour la réception et le traitement des données scientifiques pendant les vols CLAIRE 2000 et 2001. Le segment sol scientifique est donc basé sur quatre logiciels décrits ci-dessous. Des améliorations possibles à ces logiciels sont aussi proposées dans l'éventualité d'un prochain vol stratosphérique avec le même système d'acquisition.

C.1 Logiciel de télécommande

Ce logiciel a été très peu modifié par rapport à sa version initiale. Afin de pouvoir contrôler les ordres envoyés après le vol, ceux-ci sont enregistrés dans un fichier au fur et à mesure de leur envoi.

C.2 Contrôle de l'état du système (“housekeeping”)

Ce programme informe de l'état du système en vol : température, tensions d'alimentation, pression de l'électronique, etc. Les modifications apportées portent sur l'affichage des informations (conversion des données brutes vers des valeurs compréhensibles : V, keV, °C, etc.). Ces modules sont aussi inclus dans le logiciel de visualisation en temps réel (voir plus bas). Une information sur le taux de comptage sur chaque détecteur dans une large bande et dans une bande étroite en énergie centrée sur 170 keV a aussi été ajoutée.

C.3 Stockage des données brutes

A partir des logiciels de réception existants, trois solutions étaient envisageables pour réaliser un stockage fiable des trames :

- récupérer a posteriori les trames brutes enregistrées par le système de réception sol du CNES (peut-être avec une possibilité de première décommutation entre données scientifiques et de contrôle nacelle). Cette option était difficilement acceptable pour plusieurs raisons. Tout d'abord, les systèmes de contrôle nacelle/charge utile scientifique étant quasiment indépendants (gestion nacelle assurée par le CNES ; gestion scientifique à la charge du CESR), il était préférable de garder cette indépendance jusqu'au bout. En effet, la gestion bord est alors plus facile à réaliser et les problèmes éventuels sont mieux découplés. D'autre part, « rejouer » le vol a posteriori n'est pas une opération de fonctionnement nominal. L'opération peut d'ailleurs être longue à mettre en œuvre et réservée logiquement à une récupération des données en cas de problème en vol.
 - La solution la plus optimale aurait été de gérer les interruptions matériels pouvant être générées par la carte d'acquisition à la réception de chaque trame. Une fois cette interruption détectée, l'ordinateur stoppe le processus en cours, stocke les trames disponibles en entrée et les enregistre ensuite sur disque. Cette solution est idéale car elle permet à la fois de ne pas perdre de trames (tant que le délai d'enregistrement sur disque est inférieur au délai séparant deux trames) et de libérer au maximum le processeur pour des tâches annexes (affichages, calculs, ...). Une utilisation simultanée du protocole DMA (Direct Memory Access) libérerait encore plus de temps processeur, la carte d'acquisition enregistrant directement les données en mémoire. Néanmoins, la carte utilisée actuellement ne semble pas supporter les deux protocoles simultanément. Ces systèmes sont généralement complexes à programmer. Pour cette raison et par manque de temps, ces méthodes n'ont pu être mises en œuvre pour les vols 2000 et 2001.
-

- La troisième solution, finalement retenue, est de modifier légèrement les programmes initiaux de réception des données (noyaux des logiciels utilisés pour la mission SAGE afin que les phases d'enregistrement et de réception des données sur deux ordinateurs soient décalées. Ainsi, le système retenu pour l'acquisition des données en vol se compose de trois ordinateurs : le premier ordinateur mémorise puis enregistre les trames (maf) de numéros impairs tandis que le second fait de même avec les trames paires. De cette façon, aucune trame n'est en principe perdue puisque lorsqu'un ordinateur est occupé à enregistrer les données sur disque, l'autre est disponible pour la réception. Le troisième ordinateur, a priori superflu, enregistre autant que possible toutes les mafs arrivant. Comme nous l'avons vu, en l'absence de gestion des interruptions, cet ordinateur perd un nombre non négligeable de trames mais il n'était utilisé qu'en cas de défaillance d'un des deux premiers ordinateurs et pour fiabiliser encore le système (en réunissant les données stockées par ces trois ordinateurs le risque de perte devient infime). Ce fonctionnement est schématisé sur la figure C.1. Cette solution offre l'avantage d'être assez simple à mettre en œuvre mais multiplie les moyens et nécessite un travail ultérieur pour "recoller" les trames.

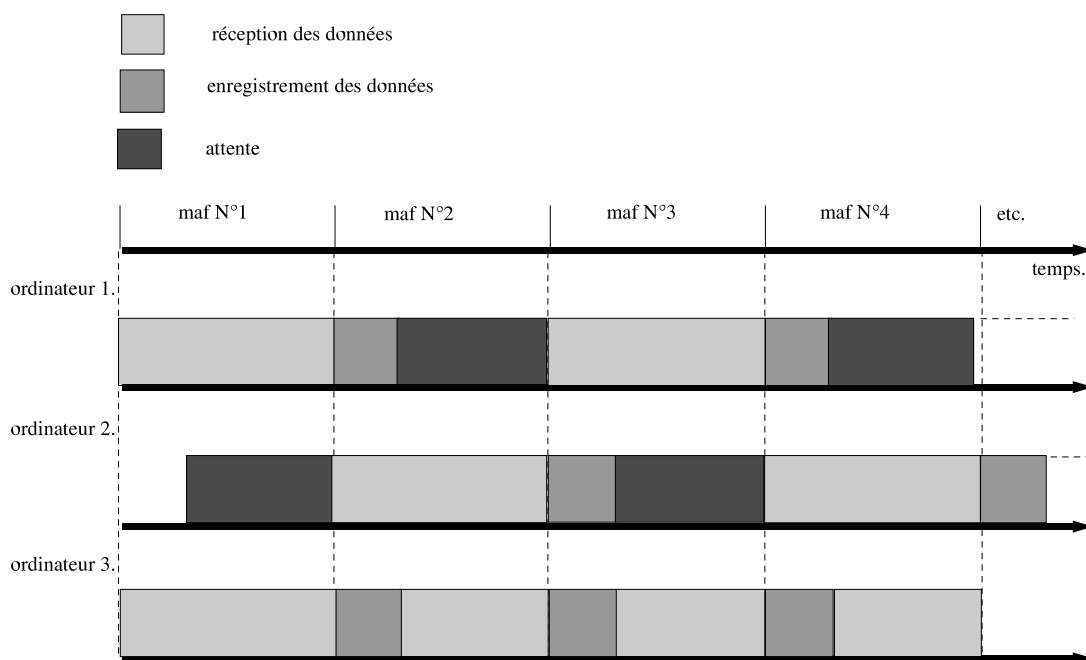


FIG. C.1: Principe de l'enregistrement en alternance des trames. L'ordinateur 1 se charge de collecter et d'enregistrer les mafs impairs, tandis que l'ordinateur 2 fait de même pour les trames paires. L'ordinateur 3 enregistre autant de trames que possible (redondance des autres ordinateurs).

C.4 Programme de visualisation des données en vol

La modification des programmes d'enregistrement des données, de télécommande et de housekeeping ont été principalement effectuées par Gerry Skinner. Un logiciel de visualisation et de traitement en temps réel des données ayant déjà fait l'objet d'un développement pour le vol CLAIRE 2000 [Haloï, 2000], seules des modifications mineures y ont été apportées pour le vol 2001. Ce programme peut prendre deux types de données sources :

- données externes issues de la carte d'interface (cas du vol, acquisition en temps réel).
- données enregistrées précédemment sur disque (simulation ou répétition du vol).

Les principales caractéristiques de ce programme, sont :

- affichage/enregistrement des spectres : vue globale des neufs détecteurs ou sur un détecteur particulier (ou somme des 9 spectres), voir fig. C.2 page suivante.
- sélection (manuelle) des intervalles de temps “signal” et “bruit de fond”, création et affichage des spectres correspondants.
- ajustement (simple) d'une gaussienne sur un spectre.
- suivi/évolution temporelle des taux de comptage par détecteur et globalement, alerte en cas d'excès brutal (éruption solaire ?), voir fig. C.3 page 258.
- affichage des données de “housekeeping” de l'instrument.

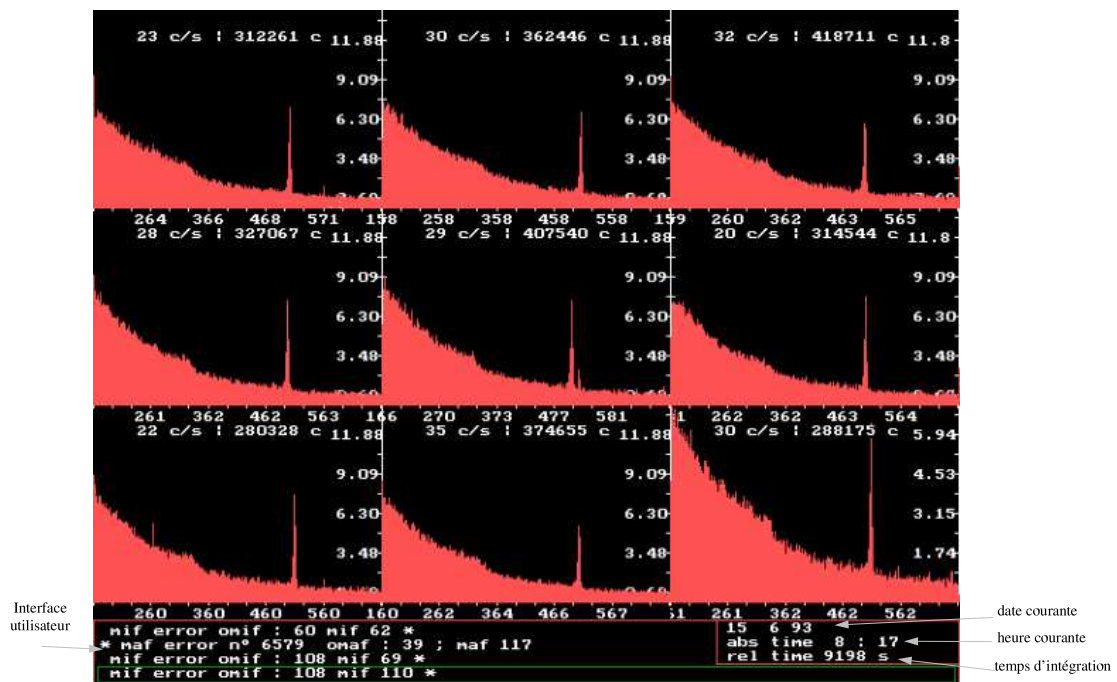
Des captures d'écran de l'interface graphique sont données en figures C.2 page suivante et C.3 page 258. Le programme utilisé pour ces graphiques est la version du premier vol. Les améliorations apportées à ce logiciel pour le second vol sont mineures et ne modifient pas l'apparence générale des écrans de visualisation. L'année de la date courante (1993) correspond au vol SAGE (la date est codée directement dans le programme bord, qui est celui de cette mission). Les données affichées sont aussi celles du vol CLAIRE 2000.

Comme pour l'enregistrement, la réception des données se fait par “polling” (c.à.d que la carte d'interface est adressée séquentiellement, avec la même priorité que les autres opérations, par opposition à une programmation par interruptions). La perte de trames est donc importante (de l'ordre de quelques %), d'autant plus que les routines graphiques utilisent beaucoup de temps processeur. Le but principal de ce programme étant de vérifier le comportement de la matrice Ge (niveaux de bruit, raies, ...), cette perte est tout à fait acceptable (rappelons que l'enregistrement des données est déjà assuré par trois ordinateurs dédiés).

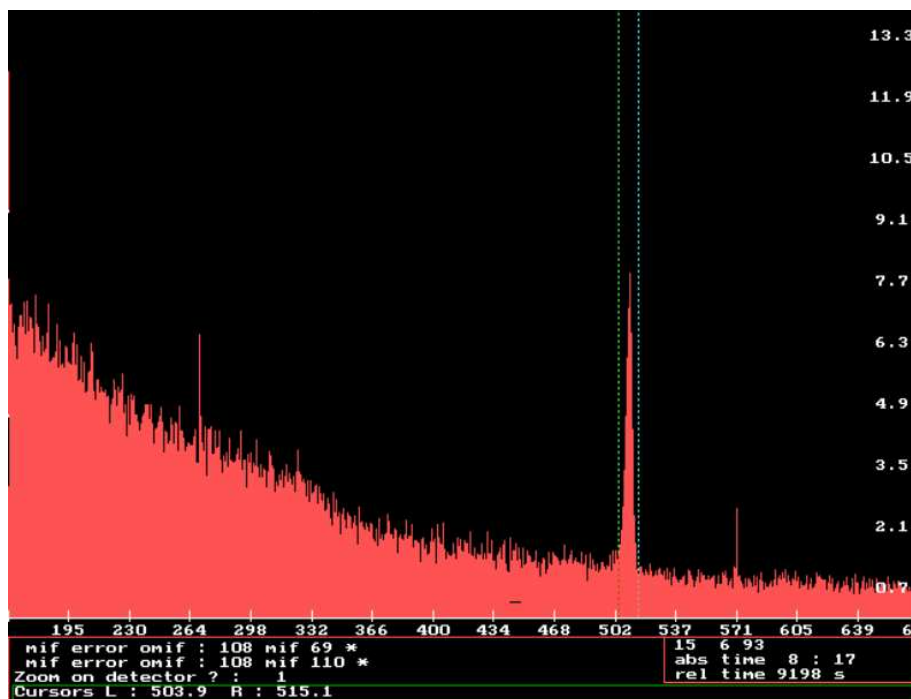
C.5 Améliorations possibles

Les programmes tels que décrits précédemment ont fonctionné de façon nominale pendant les vols stratosphériques. Plusieurs améliorations sont néanmoins envisageables dans l'optique de futurs vols ballons.

La première idée consiste à utiliser les mêmes programmes avec une prise en charge des interruptions matérielles. Ainsi, la perte de trames serait théoriquement nulle, même dans le cas d'une interface graphique sophistiquée. Notons à ce propos qu'une étude préliminaire à un vol 2003 (qui n'a finalement pas eu lieu) a montré que le compilateur djgpp (<http://www.delorie.com/djgpp>), logiciel libre adapté du GNU gcc, permet d'utiliser



(a) Les neuf détecteurs simultanément



(b) Détecteur particulier

FIG. C.2: Ecrans de visualisation des spectres

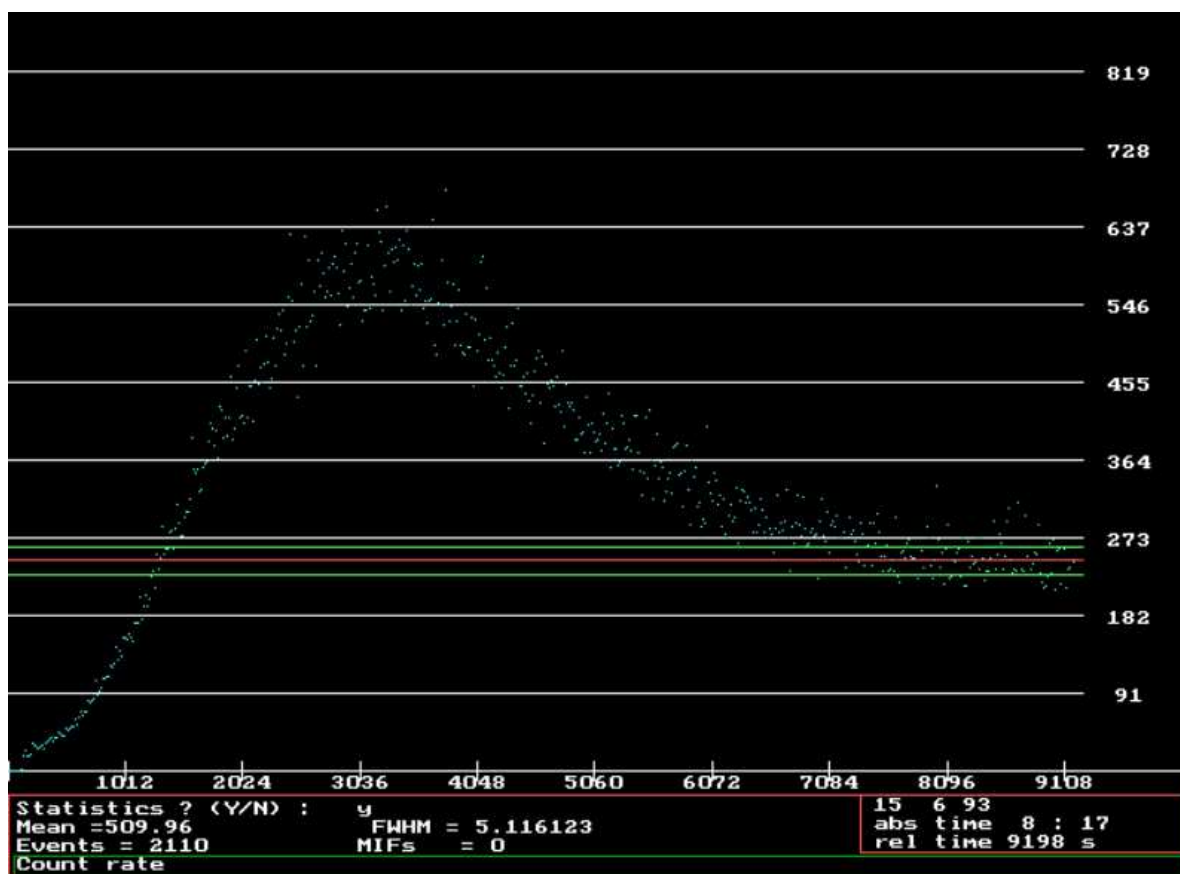


FIG. C.3: Ecrans de visualisation du flux global en fonction du temps. Chaque point est la moyenne du taux de comptage pendant 1 maf (environ 7,2 s). Le trait rouge (milieu) correspond à la moyenne du taux de comptage sur les 70 derniers points (soit environ 8,5 min). Les traits verts (de part et d'autre) sont les limites à 1σ de ce taux de comptage.

les programmes existants (quasiment) sans modification et de gérer “facilement” les interruptions (une documentation fournie sur ce sujet, et bien d’autres, est disponible sur le site internet précédent). D’autre part, un certain nombre de bibliothèques (dont les routines graphiques GRX <http://grx.gnu.de/index.orig.html>) sont disponibles pour ce compilateur.

Afin de bénéficier de l’ergonomie et du confort d’utilisation des interfaces utilisateurs récentes (Windows, Linux, . . .) un développement complet de nouveaux programmes avec des outils spécifiques (LabView, Delphi, C++, . . .) pourrait s’avérer nécessaire (peut-être en parallèle d’une re-programmation du logiciel de bord et du remplacement des cartes d’acquisition par des modèles plus récents et plus performants). La prise en compte de certaines trames de pointage (trames CNES) permettraient aussi d’améliorer le calcul des spectres (en ne sélectionnant que les “bons” temps de pointage par exemple). Cette dernière solution (idéale) nécessite néanmoins un temps de développement important.

Annexe D

Repères et calculs de restitution d'attitude

Afin de calculer le pointage effectif de la lentille (sur le ciel comme sur la matrice), il est nécessaire de définir différents repères, ainsi que les transformations de coordonnées correspondantes. Ensuite, les relations fonctionnelles sont déduites pour la détermination de l'attitude de la nacelle à partir des mesures disponibles.

D.1 Repères et matrices de transfert

Comme indiqué dans le § 4.2.1 page 160, le passage de ce repère sol au repère de pointage se fait par une transformation (-3,2,-3) c.à.d des rotations successives autour de :

- \vec{Z} (sens indirect) : rotation en azimut (Az) du Nord vers l'Est,
- \vec{Y} (sens direct) : rotation en élévation (El) de l'horizon vers le zenith,
- \vec{Z} (sens indirect) : rotation de champ (RdC).

La figure D.1 représente ces trois rotations successives avec les matrices de changement de repère correspondantes.

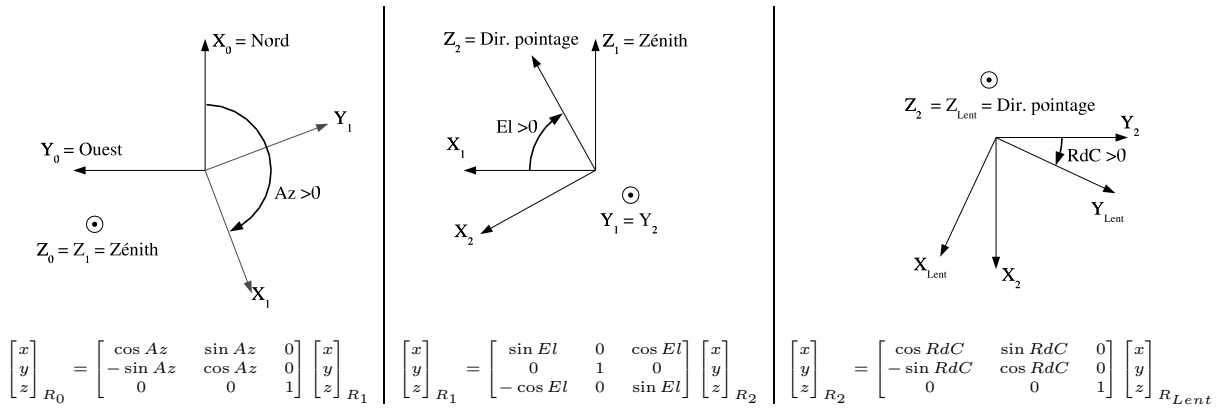


FIG. D.1: Rotations successives permettant de passer du repère local au repère de pointage (lentille)

Mathématiquement, il est pratique d'introduire les matrices de rotation suivant les trois axes :

$$M_X(\theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad \text{Matrice de rotation suivant l'axe } \vec{X} \quad (\text{D.1a})$$

$$M_Y(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix} \quad \text{Matrice de rotation suivant l'axe } \vec{Y} \quad (\text{D.1b})$$

$$M_Z(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{Matrice de rotation suivant l'axe } \vec{Z} \quad (\text{D.1c})$$

A partir de ces définitions, les changements de repère entre le repère local et le repère de pointage (lentille) s'expriment par :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}_{R_0} = M_Z(-Az)M_Y(90^\circ - El)M_Z(-RdC) \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}_{R_{Lent}} \quad \text{Coord pointage vers sol} \quad (D.2a)$$

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}_{R_{Lent}} = M_Z(+RdC)M_Y(El - 90^\circ)M_Z(+Az) \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}_{R_0} \quad \text{Coord sol vers pointage} \quad (D.2b)$$

Les relations précédentes permettent donc de déterminer la direction de pointage par rapport au sol. Néanmoins, le système de pointage fin se base sur les angles de visée d'un senseur solaire par rapport au repère lentille. La détermination de la direction de visée se fait donc aussi grâce à trois rotations successives (à partir du repère lentille) :

- Rotation d'axe \vec{Z} correspondant à l'erreur d'alignement de la tourelle de visée ($\alpha_{Tle} = -34,86'$, mesuré au sol, positif dans le sens direct).
- Une première rotation asservie suivant l'axe \vec{X} . Pour le différentiel du mouvement en azimut et par référence au mouvement suivant, ce mouvement est dit de *cross-élévation*. L'angle mesuré (noté $Celv_{Tle}$) est pris positif de \vec{Y} vers \vec{Z} (sens direct).
- La deuxième rotation est asservie suivant l'axe \vec{Y} . Appelée (improprement) *élévation*, l'angle de mesure est noté Elv_{Tle} , pris positif de \vec{X} vers \vec{Z} (sens indirect).

Ces considérations permettent alors de déduire la position du repère lentille à partir du senseur solaire :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}_{R_{Lent}} = M_Z(\alpha_{Tle})M_X(Celv_{Tle})M_Y(-Elv_{Tle}) \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}_{R_{SensSol}} \quad \text{Coord sens. sol. vers lent.} \quad (D.3)$$

En regroupant les relations D.2a et D.3, on obtient :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}_{R_0} = M_Z(-Az)M_Y(90^\circ - El)M_Z(\alpha_{Tle} - RdC)M_X(Celv_{Tle})M_Y(-Elv_{Tle}) \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}_{R_{SensSol}} \quad (D.4)$$

Ces relations ont été établies pour se conformer aux mouvements et mesures physiques de l'asservissement de pointage fin avec le senseur solaire. Néanmoins, elles sont aussi valables pour la détermination du pointage à partir des mesures effectuées par la caméra grand champ (avec, dans ce cas, $\alpha_{GC} = 4,6'$). La méthode de calcul de l'élévation et de la cross-élévation issues de la caméra grand champ est donnée dans le paragraphe 4.2.2.2 page 164.

D.2 Calcul du pointage

Le paragraphe précédent nous a permis de déterminer les relations de transfert entre les différents repères du pointage fin. Nous allons maintenant nous attacher à exploiter

ces relations pour déterminer la direction de pointage de la lentille grâce aux informations disponibles :

1. La position calculée du Soleil dans le ciel (Az_{\odot} et El_{\odot}).
2. La rotation de champ de la lentille (RdC , voir § 4.2.2.1 page 161 pour sa détermination à partir des mesures).
3. Les *offsets* $CElv$ et Elv issus de la tourelle de visée ou de la caméra grand champ.

Lorsque le système de pointage fin est en poursuite, l'axe \vec{Z} du senseur solaire est dirigé vers le centre du Soleil, aux erreurs d'asservissement de la tourelle de visée près (généralement négligeables). Dans le cas de la caméra grand champ, cela est toujours vrai puisque la position du Soleil y est directement mesurée. . . D'autre part, le report du pixel invariant de la caméra centrale de la lentille (visées simultanées du Soleil par la caméra centrale, la caméra grand champ et le senseur solaire) permet d'ajuster $CElv$ et Elv de sorte que leur valeur soit nulle lorsque les axes de visée du senseur solaire, de la caméra grand champ et de la lentille coïncident.

A partir de ces considérations et de la relation D.4, on peut déduire la première équation de pointage, correspondant à la direction du Soleil à partir des valeurs de la visée :

$$\begin{bmatrix} x_{\odot} \\ y_{\odot} \\ z_{\odot} \end{bmatrix}_{R_0} = M_Z(-Az_{Lent})M_Y(90^\circ - El_{Lent})M_Z(\alpha - RdC)M_X(CElv)M_Y(-Elv) \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (D.5)$$

Afin de simplifier (un peu) cette expression, un calcul intermédiaire permet de s'affranchir de l'erreur de rotation en $\alpha - RdC$. En effet, on montre que :

$$M_Z(\theta)M_X(CElv)M_Y(-Elv) \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} = M_X(CElv_0)M_Y(-Elv_0) \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \text{ avec} \quad (D.6)$$

$$\begin{bmatrix} \sin CElv_0 \cos Elv_0 \\ \sin Elv_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin CElv \cos Elv \\ \sin Elv \end{bmatrix}$$

Lorsque les angles $CElv$ et Elv sont petits, cette relation se transforme en un changement de coordonnées cartésiennes (matrice de rotation d'angle θ) :

$$\begin{bmatrix} CElv_0 \\ Elv_0 \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} CElv \\ Elv \end{bmatrix} \quad (D.7)$$

La formule exacte de conversion a été dérivée du calcul matriciel, mais aurait aussi pu l'être de la trigonométrie sphérique. L'approximation des petits angles revient alors à approcher localement la surface sphérique par un plan. Cette hypothèse est bien vérifiée en pratique pour le vol et a été utilisée pour les calculs des asservissements de pointage pendant le vol. Néanmoins, les calculs de précision de pointage a posteriori ont été effectués avec la formule exacte (plus par souci d'homogénéité des calculs que pour une précision accrue. . .).

D'autre part, la direction du Soleil dans le repère cartésien R_0 s'obtient simplement par :

$$\begin{bmatrix} x_{\odot} \\ y_{\odot} \\ z_{\odot} \end{bmatrix}_{R_0} = M_Z(-Az_{\odot})M_Y(90^\circ - El_{\odot}) \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (D.8)$$

où Az_{\odot} et El_{\odot} sont l'azimut et l'élévation du Soleil calculés à partir des éphémérides de la date. Associée à l'équation D.5, cette relation permet de définir trois équations liées (équivalentes à deux indépendantes) dont les seules inconnues sont Az_{Lent} et El_{Lent} c.à.d la direction pointée par la lentille, exprimée dans le repère astronomique local. Tous calculs faits, la résolution de ces équations donne :

$$\sin(Az_{\odot} - Az_{Lent}) = \frac{\sin CEv_0 \cos Ev_0}{\cos El_{\odot}} \quad (D.9a)$$

$$\tan El_{Lent} = \frac{\cos Ev_0 \cos CEv_0 \sin El_{\odot} - \sin Ev_0 \cos(Az_{\odot} - Az_{Lent}) \cos El_{\odot}}{\sin CEv_0 \sin El_{\odot} + \cos Ev_0 \cos CEv_0 \cos(Az_{\odot} - Az_{Lent}) \cos El_{\odot}} \quad (D.9b)$$

Dans l'approximation des petits angles pour $CElv_0$ et Elv_0 , ces relations se simplifient (grandement) et on obtient :

$$Az_{Lent} = Az_{\odot} - \frac{CEv_0}{\cos El_{\odot}} \quad (D.10a)$$

$$El_{Lent} = El_{\odot} - Ev_0 \quad (D.10b)$$

Cette dernière équation traduit simplement que dans l'approximation plane, les deux mouvements en cross-élévation et en élévation sont découplés et qu'il suffit de les soustraire à la direction du Soleil pour trouver la direction de pointage (avec une correction d'élévation pour l'azimut).

Nous avons maintenant déterminé les relations fonctionnelles permettant de calculer la direction de pointage à partir de la direction du Soleil et des informations d'attitude (senseur solaire et rotation de champ). Concernant le pointage primaire (c.à.d la position du point focal sur la matrice germanium), le calcul est plus direct. En effet, à partir des mouvements du cadre lentille par rapport à la plate-forme supérieure (premier mouvement en élévation, El_{Cadre} et deuxième mouvement en cross-élévation, CEl_{Cadre}), le déplacement du point focal sur la matrice est donné par :

$$\Delta x_{Det} = \frac{f}{\cos El_{Cadre}} \tan CEl_{Cadre} \approx f.CEl_{Cadre} \quad (D.11a)$$

$$\Delta y_{Det} = f \tan El_{Cadre} \approx f.El_{Cadre} \quad (D.11b)$$

$$(D.11c)$$

, où f est la distance entre l'axe de rotation de la lentille et le détecteur, $f = 276,5 \text{ cm}$. x_{Det} représente le déplacement suivant un ligne de la matrice, pris positif du détecteur 5 vers 6, y_{Det} suivant une colonne du détecteur 5 vers 8. Étant données la taille angulaire de la matrice (inférieure à 1°) et la précision requise (au plus le dixième de mm), les formules approchées sont largement suffisantes.

Annexe E

Calcul des éphémérides de position

Cette annexe reprend dans le détail les différentes corrections à apporter aux coordonnées catalogue d'un astre pour obtenir sa position apparente dans le ciel.

Ces calculs sont basés sur les informations recueillies dans *The Astronomical Almanac (2001)* [US Nautical Almanac Office, 1999] (référéncé ensuite par [AA]) et divers documents pris sur le site internet de l'Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Éphémérides (Bureau des Longitudes, <http://www.imcce.fr>), notamment *Définitions relatives aux éphémérides de position des corps célestes* [Berthier, 1998]. Ponctuellement, d'autres sources seront citées.

Les applications numériques données s'appliquent au vol CLAIRE 2001 à partir de données typiques (pour l'analyse complète du vol, les données sont évidemment actualisées pour chaque instant du vol). Le seuil de précision retenu pour la prise en compte des corrections est de 1'' afin d'obtenir une précision finale inférieure à 10'' (en fait, nous verrons que nous obtenons une précision finale meilleure que 1'').

E.1 Données sources et définitions

Les unités d'angles utilisées sont les deg($^{\circ}$), minutes($'$), secondes($''$) et millisecondes(mas) d'arc et leur conversion en angles horaires : heures(h), minutes(min), secondes(s) et millisecondes(ms). Pour mémoire, les conversions entre les deux systèmes de mesure sont :

$$1^h = 15^{\circ} \quad 1^{min} = 15' \quad 1^s = 15'' \quad 1^{ms} = 15^{mas}.$$

Globalement, et sauf mention contraire, les constantes numériques de calcul des éphémérides sont issues de *The Astronomical Almanac (2001)* [AA]. Les calculs indiqués supposent des données initiales dans le repère céleste FK5 associé à l'époque de référence J2000.0 avec l'utilisation des échelles de temps dynamiques ([AA, p. B1] et [Berthier, 1998, p. 3]).

Les coordonnées du Soleil le jour du vol sont données par le serveur d'éphémérides du Bureau des Longitudes [IMCCE, 2001] :

- Calculs numériques complets : positions géocentriques du Soleil le 14 juin 01 en repère apparent (équateur vrai, équinoxe de la date) et coordonnées équatoriales (théorie planétaire DE200), échantillonnées toutes les minutes en temps UTC.
- Vérifications des procédures : positions topocentriques (entrée manuelle des longitude, latitude et altitude du lieu) du Soleil le 14/06/01 en repère apparent et coordonnées dédiées à l'observation (théorie planétaire DE200) pour des temps UTC choisis.

Les coordonnées du Crabe (pulsar PSR J0534+2200 ou B0531+21) dans le repère FK5 à la date de référence J2000.0 sont [Taylor *et al.*, 1993] :

$$\text{Ascension droite : } \alpha = 05^h 34^{min} 31^s, 973 \pm 5^{ms}$$

$$\text{Déclinaison : } \delta = 22^{\circ} 00' 52'', 06 \pm 60^{mas}$$

La même source donne le mouvement propre du Crabe à la date julienne modifiée MJD = 40675 :

$$\text{Mouvement en ascension droite : } \mu_{\alpha} = -12 \pm 3^{mas}/an$$

$$\text{Mouvement en déclinaison : } \mu_{\delta} = -5 \pm 4^{mas}/an$$

, ainsi que sa distance (et donc sa parallaxe annuelle) :

$$d = 2 \text{ kpc} \Rightarrow \pi = 0,5^{mas}$$

Pour le calcul des coordonnées géocentriques, le modèle d'ellipsoïde de référence retenu est celui utilisé par le système GPS, le WGS 84 (cf. [AA, p. K13]) :

$$\text{rayon équatorial moyen } a = 6378,137 \text{ km}$$

$$\text{aplatissement réciproque } 1/f = 298,257223563$$

2001 est l'année 6714 de la période julienne, le 14/06/01 correspondant au 165^{ème} jour de l'année.

E.2 Échelles de temps et systèmes de coordonnées

Plusieurs échelles de temps existent, permettant de transférer l'écoulement "local" terrestre, lié à l'observation, vers un référentiel "absolu" dans lequel les mouvements des corps célestes sont décrits.

Date Julienne [AA, p. B4] La date julienne (JD) permet de définir l'écoulement d'un temps continu ayant pour pas de temps la durée moyenne d'un jour solaire. Elle se calcule, pour l'année 2001, par :

$$JD = 245\,1909,5 + \text{jour de l'année} + \text{fraction de jour depuis 0h TU} \quad (\text{E.1})$$

A partir de cette définition, on peut calculer le jour julien de certaines dates d'intérêt :

$$\begin{aligned} \text{B1950} &= 0,923/01/1950 = \text{JD243 3282,483} \\ \text{B2001,0} &= 0,276/01/01 = \text{JD245 1909,776} \\ \text{J2001,5} &= 2,375/07/01 = \text{JD245 2092,875} \\ \text{J2000,0} &= 1,5/01/00 = \text{JD245 1545,0} \\ &\quad 14/06/01 \text{ à } 0\text{h} = \text{JD245 2074,5} \end{aligned}$$

La date julienne modifiée (MJD) permet d'utiliser des nombres plus "pratiques" et se calcule par :

$$\begin{aligned} MJD &= JD - 240\,0000,5 \\ &= 52074 \text{ le } 14/06/01 \text{ à } 0^h \text{ TU} \end{aligned} \quad (\text{E.2})$$

Notations pour les échelles de temps Il existe plusieurs échelles de temps employées simultanément dans les calculs d'éphémérides selon que l'on se place dans tel ou tel référentiel. Une description détaillée de ces différentes échelles de temps est donnée dans [Berthier, 1998]. Les plus courantes sont listées dans la table E.1 page suivante.

Relations entre temps universel et temps sidéral [AA, p. B6] De façon générale, l'angle horaire est l'angle entre le plan méridien d'un lieu et le plan passant par l'objet céleste et l'axe des pôles, mesuré suivant le plan équatorial. Plus particulièrement, le *temps sidéral* (TS) en un lieu donné est l'angle horaire du point γ (ou point vernal, direction de référence du système de coordonnées célestes équatoriales, intersection du plan équatorial terrestre avec le plan de l'écliptique) en ce lieu. Il dépend donc à la fois du mouvement orbital héliocentrique de la Terre (direction de l'équinoxe dans le repère céleste) et du mouvement de rotation diurne de la Terre. Ces mouvements n'étant pas rigoureusement périodiques, la détermination du *temps sidéral moyen de Greenwich (GMST)* se fait à partir d'une relation polynomiale du jour julien :

$$\begin{aligned} \text{GMST à } 0\text{h UT} &= 18^h 41^{\text{min}} 50^s,54841 + 8640184^s,812666T_u \\ &\quad + 0^s,093104T_u^2 - 6^s,2 \cdot 10^{-6}T_u^3 \\ \text{avec } T_u &= (JD - 2451545,0)/36525 \\ &= \text{temps écoulé en siècles juliens} \\ &\quad (36\,525 \text{ jours solaires moyens) depuis J2000,0} \end{aligned} \quad (\text{E.3})$$

UT	: (= UT1) temps universel (0h à minuit) en unité de jour solaire moyen.
UT0	: approximation locale de l'UT, non corrigé du mouvement polaire.
GHA	: angle horaire de Greenwich.
GMST	: temps sidéral moyen de Greenwich ; GHA de l'équinoxe moyen de la date.
GAST	: temps sidéral apparent de Greenwich ; GHA de l'équinoxe vrai de la date.
TAI	: temps atomique international en unité de seconde SI.
UTC	: temps universel coordonné, diffère du TAI d'un nombre entier de secondes (temps légal).
TGPS	: temps GPS ; temps brut envoyé par le système de navigation GPS.
ΔUT	: = UT - UTC
ET	: temps éphémérides, utilisé dans les théories dynamiques de 1960 à 1983, remplacé en 1983 par TDT et TDB.
TDT	: temps dynamique terrestre ; TDT = TAI + 32 ^s ,184, utilisé de 1984 à 2000, remplacé par TT depuis 2001.
TDB	: temps dynamique barycentrique ; utilisé comme échelle de temps pour les éphémérides se rapportant au barycentre du système solaire.
TT	: temps terrestre, utilisé comme échelle de temps pour les observations à la surface terrestre, TT = TAI+32 ^s ,184.
ΔT	: = ET-UT avant 1984.
ΔT	: = TDT-UT de 1984 à 2000.
ΔT	: = TT-UT depuis 2001.
	: = TAI + 32 ^s ,184 - UT.
ΔAT	: = TAI-UTC.
	: = +32 ^s depuis de 01/01/99 (cf. [AA, p. K9] et [IERS, 2001c]) actualisé d'une seconde de temps en temps pour compenser le ralentissement de la rotation terrestre.
ΔAG	: = TAI-TGPS.
	: = +19 ^s , correspond à ΔAT le 01/05/1980, origine de TGPS (cf. [Clynch, 2003]).
ΔTT	: = TDT-UTC de 1984 à 2000.
	: = TT-UTC depuis 2001.
	: = ΔAT + 32 ^s ,184.
	: = +64 ^s ,184 depuis le 01/01/1999.
ΔGPS	: = TGPS-UTC.
	: = ΔAT - ΔAG .
	: = +13 ^s depuis le 01/01/1999.

TAB. E.1: Notations et différences entre les différentes échelles de temps

Pour l'année 2001, au jour de l'année d , et l'heure t^h UT :

$$\begin{aligned} \text{GMST} &= 6^h, 6486056 + 0^h, 0657098244d + 1^h, 00273791t \quad [24^h] \\ &= 17^h 29^{\text{min}} 26^s, 616 + 1^h 00^{\text{min}} 9^s, 856t \quad \text{le 14/06/01} \end{aligned} \quad (\text{E.4})$$

Rappelons d'ailleurs ici que le *jour sidéral moyen* (c.à.d la période séparant les passages d'une étoile dans le même méridien) et le *jour solaire moyen* (passage du Soleil dans le méridien) diffèrent de par la révolution de la Terre autour du Soleil (365,25 jours solaires moyens par an contre 366,25 jours sidéraux). Plus précisément, pour 2001 :

$$\begin{aligned} 1 \text{ jour solaire moyen} &= 1,00273790935 \text{ jour sidéral moyen} \\ &= 24^h 03^{\text{min}} 56^s, 55537 \text{ de temps sidéral moyen} \\ 1 \text{ jour sidéral moyen} &= 0,99726956633 \text{ jour solaire moyen} \\ &= 23^h 56^{\text{min}} 04^s, 09053 \text{ de temps solaire moyen} \end{aligned} \quad (\text{E.5})$$

De plus, on distingue le temps sidéral moyen du *temps sidéral apparent* suivant que l'on se réfère à l'équinoxe vrai de la date ou à l'équinoxe moyen de la date. La différence entre ces deux valeurs dépend de l'équation des équinoxes, liée à la nutation totale en longitude ($\Delta\Psi$) et à l'obliquité de l'écliptique moyen de la date (ϵ) (c.à.d le mouvement de l'axe de rotation terrestre). Exprimé pour le *temps sidéral apparent de Greenwich (GAST)*, cela donne :

$$\begin{aligned} \text{GAST} &= \text{GMST} + \text{équation des équinoxes} \\ &= \text{GMST} + \Delta\Psi \cos \epsilon \end{aligned} \quad (\text{E.6})$$

Les valeurs de l'équation des équinoxes se trouvent dans les tables ([AA, p. B8-B15]) pour chaque jour de l'année et doivent être interpolées pour plus de précision. Les valeurs de l'équation des équinoxes à 0^h UT du 13 au 16 juin 2001 sont données dans le tableau E.2.

Date	Différence de temps
13 juin 2001	-1 ^s ,0567
14 juin 2001	-1 ^s ,0595
15 juin 2001	-1 ^s ,0634
16 juin 2001	-1 ^s ,0673

TAB. E.2: Équation des équinoxes à 0^h UT du 13 au 16 juin 2001

Relations entre temps local et angle horaire [AA, p. B6] Le(s) temps de Greenwich étant défini(s), il reste à le(s) corriger pour n'importe quel point du globe, et à faire le lien avec l'angle horaire d'un objet céleste :

$$\begin{aligned} \text{temps solaire moyen local} &= \text{temps universel (UT)} + \text{longitude est} \\ \text{temps sidéral moyen local} &= \text{temps sidéral moyen de Greenwich (GMST)} \\ &\quad + \text{longitude est} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{temps sidéral apparent local} &= \text{temps sidéral moyen local} \\
&+ \text{équation des équinoxes} \\
&= \text{temps sidéral apparent de Greenwich (GST)} \\
&+ \text{longitude est}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{angle horaire local} &= \text{temps sidéral apparent local} \\
&- \text{ascension droite apparente} \\
&= \text{temps sidéral moyen local} \\
&- \text{ascension droite apparente} \\
&+ \text{équation des équinoxes}
\end{aligned}$$

Pour une meilleure précision (superflue pour CLAIRE), il est nécessaire de corriger du mouvement polaire (cf. [AA, p. B60] et § E.3 page 277)

Exemple de calcul du temps sidéral local À titre d'exemple, le calcul du temps sidéral local apparent le 14 juin 2001 à 12^h UT et 3° de longitude est donné en table E.3.

Temps calculés	h	min	s
GMST le 14/06/01 à 0 ^h UT (cf [AA, p. B11] ou eq. (E.3), page 269)	17	29	26,6157
temps sidéral moyen équivalent de 0 ^h à 12 ^h UT =12x1,00273790935	+	12	01 58,2777
GMST le 14/06/01 à 12 ^h UT		5	31 24,8934
équation des équinoxes (cf. table E.2 page précédente), interpolée linéairement à $T_{UT} = 0,5$ jour	+		-1,0614
GAST le 14/06/01 à 12 ^h UT		5	31 23,8320
longitude est	+		12 0,0000
temps sidéral local apparent		5	43 23,8320

TAB. E.3: Exemple de calcul du temps sidéral local pour le 14/06/01 à 12^h UT et 3° Est

E.3 Calcul des coordonnées célestes

Ayant retrouvé notre temps, les corrections sur le calcul des coordonnées célestes peuvent être effectuées.

Notations et unités De même que pour le temps, la table E.4 page ci-contre décrit les notations utiles au calcul des éphémérides.

Correction approchée du mouvement propre [AA, p. B16] Un objet céleste possède généralement un *mouvement propre*, c.à.d une vitesse de déplacement par rapport

t	: époque exprimée en années juliennes ; l'indice 0 se réfère à l'époque J2000,0 ; l'indice 1 se réfère au milieu de l'année considérée (i.e. époque de l'année).
τ	: fraction d'année mesurée depuis l'époque de l'année ($= t - t_1$)
T	: intervalle de temps exprimé en siècles juliens de 36525 jours ; en général depuis J2000,0 i.e. JD2451545,0.
α, δ, π	: ascension droite, déclinaison et parallaxe annuelle ; sauf mention explicite, dans les formules, les ascensions droites sont exprimées en angles horaires (h,min,s) tandis que les déclinaisons (et assimilés) et les parallaxes sont exprimées en angles sexagésimaux ($^{\circ}, ', ''$).
$\mu_{\alpha}, \mu_{\delta}$: composantes du mouvement propre annuel en ascension droite et déclinaison.
λ, β	: longitude et latitude écliptique.
Ω, i, ω	: paramètres orbitaux par rapport à l'écliptique : ascension droite (longitude) du nœud ascendant, inclinaison et argument du périégée.
X, Y, Z	: coordonnées barycentrique (du système solaire) de la Terre par rapport à l'équinoxe et l'équateur moyens de J2000,0 ; exprimés en unités astronomiques (au).
V_X, V_Y, V_Z	: dérivées premières de X, Y, Z par rapport au temps exprimées en au/jour.

TAB. E.4: Définitions relatives aux calculs des coordonnées célestes

au repère de référence (lié au barycentre du système solaire). Sous sa forme la plus simple (correction au premier ordre) la correction de cet effet peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= \alpha - \alpha_0 \approx \mu_{\alpha}(t - t_0) \\ \Delta\delta &= \delta - \delta_0 \approx \mu_{\delta}(t - t_0)\end{aligned}\tag{E.7}$$

Appliquée à la position du Crabe le 14/06/01 à 12^h UT ($MJD = 52074,5$) depuis J2000,0 ($MJD_0 = 51544,5$) :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= -17,4^{mas} \\ \Delta\delta &= -7,3^{mas}\end{aligned}\tag{E.8}$$

Ces corrections sont évidemment négligeables (précision requise à 1'') et négligées...

Correction approchée de la parallaxe annuelle [AA, p. B16] La correction de la parallaxe annuelle (due au mouvement de la Terre autour du Soleil) de la *position catalogue* (α_0, δ_0) vers la *position géocentrique* est donnée par :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= \alpha - \alpha_0 = \pi \cos \delta_0 (X \sin \alpha_0 - Y \cos \alpha_0) \\ \Delta\delta &= \delta - \delta_0 = \pi (X \cos \alpha_0 \sin \delta_0 + Y \sin \alpha_0 \sin \delta_0 - Z \cos \delta_0)\end{aligned}\tag{E.9}$$

Les valeurs de (X, Y, Z) (position barycentrique de la Terre) sont données dans les tables en pages B44 et suivantes de [AA] ou, avec une précision moindre, par les formules approchées en [AA, p. C24] avec $X = -x$, $Y = -y$ et $Z = -z$. Cette correction peut aussi

être appliquée en même temps que la correction de l'aberration annuelle en utilisant les coefficients C et D de la méthode des nombres du jour (cf. [AA, p.B22] et § E.3 page 276).

En première approximation (distance constante de la Terre au barycentre solaire), ces corrections sont toujours inférieures à la parallaxe annuelle π . Pour le Crabe, $\pi = 0,5^{mas}$, la correction est donc négligeable.

Correction approchée de l'aberration de la lumière [AA, p. B17] A cause de la vitesse finie de la lumière, la position apparente d'un objet céleste dépend des vitesses relatives du corps et de la Terre au moment de l'observation. *L'aberration de la lumière* se décompose en trois contributions :

- l'aberration annuelle : due au mouvement orbital de la Terre (environ 30 km/s).
- l'aberration diurne : due au mouvement de rotation diurne de l'observateur, cet effet n'intervient que dans la détermination des positions topocentriques (cf. § E.3, page 278).
- l'aberration planétaire : dans le cas des objets du système solaire, il est nécessaire de prendre en compte le mouvement du corps pendant le temps de trajet lumière (positions géométriques vers astrométriques). Les objets lointains ne sont pas soumis à cette correction (les positions catalogue tiennent déjà compte du temps de propagation de la lumière...).

La correction de l'aberration annuelle de la *position géométrique géocentrique* (α_0, δ_0) vers la *position apparente géocentrique* (α, δ) est donnée par :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= \alpha - \alpha_0 = \frac{-V_X \sin \alpha_0 + V_Y \cos \alpha_0}{c \cos \delta_0} \\ \Delta\delta &= \delta - \delta_0 = \frac{-V_X \cos \alpha_0 \sin \delta_0 - V_Y \sin \alpha_0 \sin \delta_0 + V_Z \cos \delta_0}{c}\end{aligned}\quad (E.10)$$

où $c = 173,14 \text{ au/jour}$ vitesse de la lumière

D'après les tables en [AA, p. B50], le 14/06/01 à 0^h UT :

$$\begin{aligned}V_X &= 16,804598.10^{-3} \text{ au/jour} \\ V_Y &= -1,989968.10^{-3} \text{ au/jour} \\ V_Z &= -0,862804.10^{-3} \text{ au/jour}\end{aligned}$$

On en déduit la correction de l'aberration annuelle pour le Crabe à cette date :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= \alpha - \alpha_0 = -21,74'' \\ \Delta\delta &= \delta - \delta_0 = -0,902''\end{aligned}\quad (E.11)$$

Cette correction est donc non négligeable avec un terme prépondérant en V_X (proximité du solstice d'été). Cette correction peut aussi être effectuée par la méthode des nombres du jour (cf. § E.3 page 276).

Dans notre étude, la correction de l'aberration planétaire n'intervient que dans la détermination de la position du Soleil. Elle est néanmoins déjà incluse dans les positions issues des données du Bureau des Longitudes pour le 14 juin 2001.

Correction approchée pour la déflexion gravitationnelle des rayons lumineux [AA, p. B17] La direction d'un astre peut être significativement modifiée par la proximité du Soleil (déflexion gravitationnelle). L'élongation (E) du centre du Soleil est augmentée d'une quantité (ΔE) qui, pour une étoile, dépend de l'élongation suivant (correction au premier ordre, voir aussi [Berthier, 1998, p. 24]) :

$$\Delta E = \frac{0,00407''}{\tan \frac{E}{2}} \quad (\text{E.12})$$

Pour une élongation minimale typique de 1° du Crabe le 14/06/01 :

$$\Delta E < 0,5''$$

Cette correction est donc négligeable, mais uniquement d'un facteur 2 (la correction serait de $1,9''$ pour une observation au limbe du Soleil).

Correction de la précession [AA, p. B18] Le champ gravitationnel dans lequel évolue la Terre ne possède pas une symétrie sphérique parfaite (perturbation des autres planètes, p.ex). Il s'ensuit une rotation du plan de l'orbite terrestre ou *précession des équinoxes*.

La correction nécessaire pour passer d'une *position équatoriale moyenne* d'une époque initiale t_0 , (α_0, δ_0) , vers la date t , (α, δ) , est donnée par :

$$\begin{aligned} \sin(\alpha - z_A) \cos \delta &= \sin(\alpha_0 + \zeta_A) \cos \delta_0 \\ \cos(\alpha - z_A) \cos \delta &= \cos(\alpha_0 + \zeta_A) \cos \theta_A \cos \delta_0 - \sin \theta_A \sin \delta_0 \\ \sin \delta &= \cos(\alpha_0 + \zeta_A) \sin \theta_A \cos \delta_0 + \cos \theta_A \sin \delta_0 \end{aligned} \quad (\text{E.13})$$

La formule réciproque (de (α, δ) vers (α_0, δ_0)) s'obtient en échangeant (α, δ) et (α_0, δ_0) , $-z_A$ et ζ_A et en remplaçant θ_A par $-\theta_A$.

Les angles (ζ_A, z_A, θ_A) spécifient les positions de l'équateur et l'équinoxe moyens de la date par rapport à l'équateur et l'équinoxe moyens de l'époque initiale. Pour $t_0 = J2000.0$:

$$\begin{aligned} \zeta_A &= 0^\circ, 6406161T + 0^\circ, 0000839T^2 + 0^\circ, 0000050T^3 \\ z_A &= 0^\circ, 6406161T + 0^\circ, 0003041T^2 + 0^\circ, 0000051T^3 \\ \theta_A &= 0^\circ, 5567530T - 0^\circ, 0001185T^2 - 0^\circ, 0000116T^3 \\ \text{où } T &= (t - J2000, 0)/100 \\ &= (JD - 2451545, 0)/36525 \end{aligned} \quad (\text{E.14})$$

Pour l'observation du Crabe le 14 juin 2001 à 12^h UT ($JD = 2452075, 0$) :

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= \alpha - \alpha_0 = 78,56'' \\ \Delta\delta &= \delta - \delta_0 = 3,38'' \end{aligned} \quad (\text{E.15})$$

Ces corrections sont les plus importantes à apporter par rapport aux coordonnées catalogue.

Correction de la nutation [AA, p. B20] La nutation représente la rotation de l'axe polaire terrestre (à la manière d'une toupie). Les termes correctifs de nutations en longitude ($\Delta\psi$) et en obliquité ($\Delta\epsilon$) permettent de calculer les corrections à ajouter à la *position moyenne de la date* pour obtenir la *position vraie de la date* :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= (\cos\epsilon + \sin\epsilon \sin\alpha \tan\delta)\Delta\psi - \cos\alpha \tan\delta\Delta\epsilon \\ \Delta\delta &= \sin\epsilon \cos\alpha\Delta\psi + \sin\alpha\Delta\epsilon\end{aligned}\tag{E.16}$$

Les valeurs journalières à 0^h TT de $\Delta\psi$, ϵ et $\Delta\epsilon$ sont données dans les tables en p. B24-B31 de [AA]. En interpolant linéairement ces valeurs, on obtient, pour le 14 juin 2001 à 12^h TT :

$$\begin{aligned}\epsilon &= 23^\circ 26' 19'', 28 \\ \Delta\psi &= -17'', 36 \\ \Delta\epsilon &= -1'', 50\end{aligned}$$

On en déduit alors les corrections de nutation pour l'observation du Crabe :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= -18'', 63 \\ \Delta\delta &= -2'' 26\end{aligned}\tag{E.17}$$

Cette correction est relativement importante et ne peut donc pas être négligée.

Méthode des nombres du jour [AA, p. B22] À partir des différentes corrections énoncées ci-dessus, il est maintenant possible de calculer la position apparente géocentrique d'un corps céleste hors du système solaire à partir de ses coordonnées catalogue. La procédure peut être décomposée en plusieurs étapes, données dans le tableau E.5. Dans

De	Vers	Correction	Étape
époque catalogue	époque courante	mouvement propre	i
équinoxe catalogue	équinoxe moyen de l'année	précession	ii
équinoxe moyen de l'année	équinoxe moyen de la date	précession	iii
équinoxe moyen de la date	équinoxe vrai de la date	nutation	iv
position vraie	position apparente	aberration annuelle	v
position héliocentrique	position géocentrique	parallaxe annuelle	vi
		déflexion grav.	vii

TAB. E.5: Étapes pour la détermination de la position géocentrique apparente d'un objet hors du système solaire à partir de la position catalogue

le cas de l'observation du Crabe, les étapes i, vi et vii peuvent être négligées (voir les paragraphes précédents).

La procédure des nombres du jour permet d'effectuer les corrections des étapes iii à v à partir de la position (α_1, δ_1) de l'équinoxe moyen de l'année (J2001,5) vers la position géocentrique apparente (α, δ) grâce aux nombres de Bessel (nombres A à E). Ces nombres sont donnés dans les tables B24-B31 de [AA]. En général, l'interpolation linéaire entre les

dates est nécessaire et le second ordre peut être significatif pour les nombres A et B. Dans le cas de fortes déclinaisons, les nombres de second ordre (J et J') peuvent être nécessaires. Les formules alors à utiliser sont :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= \alpha - \alpha_1 = Aa + Bb + Cc + Dd + E + J \tan^2 \delta_1 \\ \Delta\delta &= \delta - \delta_1 = Aa' + Bb' + Cc' + Dd' + J' \tan^2 \delta_1,\end{aligned}\tag{E.18}$$

où les constantes stellaires de Bessel sont définies par :

$$\begin{aligned}a &= m/n + \sin \alpha_1 \tan \delta_1 & a' &= \cos \alpha_1 \\ b &= \cos \alpha_1 \tan \delta_1 & b' &= -\sin \alpha_1 \\ c &= \cos \alpha_1 / \cos \delta_1 & c' &= \tan \epsilon \cos \delta_1 - \sin \alpha_1 \sin \delta_1 \\ d &= \sin \alpha_1 / \cos \delta_1 & d' &= \cos \alpha_1 \sin \delta_1\end{aligned}\tag{E.19}$$

avec, pour J2001,5 :

$$\begin{aligned}m/n &= 2,30129 \\ \tan \epsilon &= 0,43355\end{aligned}\tag{E.20}$$

L'application numérique de cette procédure pour l'observation du Crabe le 14 juin 2001 à 12^h TT donne :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= \alpha - \alpha_1 = -43'',03 \\ \Delta\delta &= \delta - \delta_1 = -3'',26\end{aligned}\tag{E.21}$$

Correction du mouvement polaire [AA, p. B60] La rotation de la Terre est représentée par sa rotation diurne autour d'un axe dont le mouvement est décrit par les mouvements théoriques de précession et de nutation. Néanmoins, cet axe ne coïncide pas avec l'axe d'inertie maximale de la Terre (axe instantané de rotation), mais décrit un (quasi)cercle (dans le référentiel terrestre). Ce mouvement polaire est typiquement de 0,3'' soit environ 9 m à la surface du globe. Affectée par des forces géophysiques imprévisibles, son orientation est déterminée par l'observation d'étoiles de sources radio et de satellites artificiels de la Terre. Le mouvement polaire affecte la latitude et la longitude utilisées dans le calcul des positions topocentriques. Généralement, le mouvement polaire est représenté par la position (x, y) en arcsecondes du pôle céleste vrai dans un plan tangent au pôle à la sphère céleste de référence.

Au premier ordre, les variations en longitude et latitude par rapport aux valeurs moyennes (λ_m, Φ_m) sont données par :

$$\begin{aligned}\Delta\Phi &= x \cos \lambda_m - y \sin \lambda_m \\ \Delta\lambda &= (x \sin \lambda_m + y \cos \lambda_m) \tan \phi_m\end{aligned}\tag{E.22}$$

Les valeurs de (x, y) (ainsi que bien d'autres informations dont les variations de temps dues au ralentissement de la rotation terrestre) sont données chaque jour dans les bulletins de l'IERS (International Earth Rotation Service), voir [IERS, 2001a,b]. Pour le 14 juin 2001, on trouve [IERS, 2001b] :

$$\begin{aligned}x &= 0'',2432 \\ y &= 0'',3586\end{aligned}\tag{E.23}$$

On en déduit les corrections, pour $\lambda_m = 3^\circ, 0\ E$ et $\Phi_m = 44^\circ, 65\ N$:

$$\begin{aligned}\Delta\Phi &= 0'', 224 \\ \Delta\lambda &= 0'', 366\end{aligned}\tag{E.24}$$

Ces corrections sont donc négligeables. Notons d'ailleurs que ces calculs restent d'un intérêt théorique puisque la détermination sur la position géographique de la nacelle, donnée par le GPS, permet une résolution spatiale entre 10 et 100 m typiquement, soit entre 0,3 et 3" d'erreur sur la longitude et latitude.

Correction de la position géodésique vers la position géocentrique [AA, p. K11]

Dans certains calculs astronomiques, il est nécessaire de connaître la latitude et la longitude géocentriques, c.à.d mesurées sur une sphère céleste de référence. Néanmoins les mesures effectuées (notamment GPS), se conforment à un modèle d'ellipsoïde de référence (longitude et latitude géodésiques) qui approche le niveau moyen des mers (le géoïde) à ± 100 m localement (modèle WGS 84 pour les valeurs de a et f dans le cas du GPS) ; pour plus de détails voir [AA, p. K11] et [Berthier, 1998, p. 7-8]. La longitude géocentrique est la même que la longitude géodésique (symétrie de révolution). Le calcul des coordonnées géodésiques (latitude Φ , altitude h) vers les coordonnées géocentriques (latitude Φ' , rayon géocentrique ρ exprimé en rayons équatoriaux) est donné par :

$$\begin{aligned}a\rho \cos \Phi' &= (aC + h) \cos \Phi \\ a\rho \sin \Phi' &= (aS + h) \sin \Phi \\ \text{où } \frac{1}{C} &= \sqrt{\cos^2 \Phi + (1 - f)^2 \sin^2 \Phi} \\ S &= (1 - f)^2 C\end{aligned}\tag{E.25}$$

Appliqué à $h = 41$ km et $\Phi = 44^\circ 39' 00''\ N$, valeurs typiques au cours du vol 2001, on obtient :

$$\begin{aligned}\rho &= 6369,1\ km \\ \phi' &= 44^\circ 48' 32''\ N\end{aligned}\tag{E.26}$$

Le calcul inverse (géocentrique vers géodésique) est itératif, voir [AA, p. K12 et Annexe A].

Correction de la parallaxe et de l'aberration diurnes [AA, p. B61]

La parallaxe et l'aberration diurnes sont dues au mouvement de l'observateur par rapport au géocentre et leurs corrections nécessitent donc la connaissance des coordonnées géocentriques (ρ , Φ' , voir ci-dessus) de l'observateur et le temps sidéral (θ_0 , cf. § E.2 page 269) de l'observation. Pour les objets dont la parallaxe équatoriale horizontale (π) ne dépasse pas quelques secondes d'arc, la correction de la parallaxe diurne en (α, δ) , dans le sens *position géocentrique moins position topocentrique* est donnée par :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= \pi \frac{\rho \cos \Phi' \sin h}{\cos \delta} \\ \Delta\delta &= \pi \rho (\sin \Phi' \cos \delta - \cos \Phi' \cos h \sin \delta) \\ \text{où } h &= \theta_0 - \alpha \quad \text{angle horaire local}\end{aligned}\tag{E.27}$$

π peut être calculé en divisant $8'',794$ divisé par la distance géocentrique du corps en au. Pour la Lune et les autres corps proches, des formules plus précises sont nécessaires (cf. [AA, p. D3]).

La correction est évidemment négligeable pour le Crabe. Concernant le Soleil, le 14 juin 2001 à 12^h UT, les paramètres d'observation sont :

$$\begin{aligned}\alpha &= 82^\circ,9087 \\ \delta &= 23^\circ,27828 \\ \theta_0 &= 85^\circ,8493 \\ \pi &= 8'',659\end{aligned}\tag{E.28}$$

On en déduit la correction de parallaxe pour le Soleil :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= 0'',343 \\ \Delta\delta &= 3'',154\end{aligned}\tag{E.29}$$

Cette correction est la seule qui affecte sensiblement les coordonnées du Soleil données par le Bureau des Longitudes.

Les corrections de l'aberration diurne en (α, δ) dans le sens *position apparente moins position moyenne* sont données par :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= 0^s,0213\rho \frac{\cos \Phi' \cos h}{\cos \delta} \\ \Delta\delta &= 0'',319\rho \cos \Phi' \sin h \sin \delta\end{aligned}\tag{E.30}$$

Dans les mêmes conditions que l'application numérique précédente, on a :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= 0'',2417 \\ \Delta\delta &= 3^{mas},97\end{aligned}\tag{E.31}$$

La correction de l'aberration diurne est donc négligeable.

Conversion en azimut et élévation [AA, p. B61] Il est pratique d'utiliser l'angle horaire local (h) comme intermédiaire de calcul dans la conversion depuis l'ascension droite apparente (α) et la déclinaison apparente (δ) vers les coordonnées en azimut (A) et élévation (a , pour altitude en anglais). Le temps sidéral local (cf. § E.2 page 269) correspondant à l'heure UT de l'observation doit être déterminé en premier lieu. Les formules sont alors :

$$\begin{aligned}\theta_0 &= GMST + \lambda + \text{équation des équinoxes} \\ h &= \theta_0 - \alpha \\ \cos a \sin A &= -\cos \delta \sin h \\ \cos a \cos A &= \sin \delta \cos \Phi - \cos \delta \cos h \sin \Phi \\ \sin a &= \sin \delta \sin \Phi + \cos \delta \cos h \cos \Phi,\end{aligned}\tag{E.32}$$

où l'azimut (A) est mesuré positivement du Nord vers l'Est sur l'horizon et l'élévation (a) est mesurée perpendiculairement à l'horizon ; (λ, Φ) sont les coordonnées astronomiques

(i.e. géographiques ou terrestres cf. [Berthier, 1998, p. 8]) en longitude Est et latitude Nord du lieu d'observation. Le plan de l'horizon est ainsi défini comme perpendiculaire à la verticale gravitationnelle locale. Dans la plupart des cas (dont le nôtre par nécessité), les valeurs géodésiques suffisent mais dans certains cas il faut tenir compte des anomalies locales de la gravité et le mouvement polaire. Appliqué aux coordonnées du Soleil, le 14 juin 2001 à 12^h TT :

$$\begin{aligned} A &= 187^\circ 23' 05'', 17 \\ a &= 068^\circ 29' 32'', 70 \end{aligned} \tag{E.33}$$

Correction de la réfraction atmosphérique [AA, p. B62] L'effet de la réfraction atmosphérique (dans le domaine optique) est une diminution de la distance zénithale ($z = 90^\circ - a$) d'une quantité R dépendant de z et des conditions météorologiques (pour plus de détails cf. [Berthier, 1998, p. 27]). Une expression simple de R pour des distances zénithales inférieures à 75° est donnée par :

$$\begin{aligned} R &= 0^\circ, 00452 \frac{P \tan z}{273 + T} \\ &= 0^\circ, 00452 \frac{P}{(273 + T) \tan a}, \end{aligned} \tag{E.34}$$

où T est la température en $^\circ\text{C}$, P est la pression barométrique en millibars. La réfraction atmosphérique dépend de la densité d'atmosphère, et donc de l'altitude d'observation. Pour une élévation de 70° , l'effet de la réfraction atmosphérique vaut :

$$\begin{aligned} \text{au sol } (P = 1025 \text{ mb}, T = 20^\circ\text{C}) : \quad R_{\text{sol}} &= 20'', 7 \\ \text{en vol } (P = 3 \text{ mb}, T = 0^\circ\text{C}) : \quad R_{\text{vol}} &= 0'', 065 \end{aligned} \tag{E.35}$$

En vol, l'effet de la réfraction atmosphérique est négligeable (il n'y a quasiment plus d'atmosphère!). Au sol, elle est significative mais les instruments étant recalibrés en vol, elle n'a pas d'influence sur les résultats de pointage.

Annexe F

Fichiers de commandes et résultats de traitement des évènements

La chaîne de traitement des évènements enregistrés se décompose en trois modules effectuant des tâches distinctes :

- Sélection des évènements
- Création des spectres et ajustement (éventuel) de paramètres
- Compte rendu des résultats

La configuration du traitement des données est principalement gérée par l'intermédiaire de fichiers renseignés par l'utilisateur. Ces fichiers, ainsi que le compte-rendu de résultats sont présentés dans les paragraphes suivants. L'analyse d'une sélection d'évènements simples du détecteur 5 à partir des évènements "réguliers" (i.e sans veto) enregistrés pendant le plafond est donnée en exemple.

F.1 Sélection des évènements

Le fichier de la présente page et page ci-contre montre la structure d'un fichier de sélection. En l'occurrence, seuls les évènements simples du détecteur 5 ont été sélectionnés à partir du fichier des évènements "réguliers" (pas de veto) au plafond.

Page 1/2

```
#Nom du fichier d'evenements
/home/hubert/Fits/TraitFsol/FloatNewSampling/LowAll/Claire2D11FSolFloat-a-LowAl
1.fits

#Nom du fichier de donnees de pointage
/home/hubert/Pointage/absolu/Claire2PointageLittonFSol2.fits

#Duree minimum des intervalles de temps (en s)
0.5 # Bons
0.3 # Mauvais

#Intervalle de temps
0

#Intervalle de longitude
0

#Intervalle de latitude
0

#Intervalle en energie (keV)
0

#Configurations retenues
1
1 S5

#Etat des flags (pour chaque configuration)
1

#Qualite de pointage (pour chaque configuration)
1

#Operateur de liaison avec le pointage detecteur (pour chaque configuration)
1

#Decalage du pointage detecteur (en cm)
X 0.0
Y 0.0

#Pointage detecteur (pour chaque configuration)
1

#Parametres de l'histogramme
#Intervalle en energie (keV)
3
1 450 750
2 450 750
3 450 750

#Taille du bin (keV) : histo et fit
1 1.0 0.5
2 2.0 0.5
3 3.0 0.5

#Nombre de detecteurs
1 1
2 1
3 1

#Parametres pour le rendu graphique pour chaque histogramme
# Bande en energie (* -auto scale)
```

FIG. F.1: Exemple de fichier de sélection des évènements (page 1/2)

```
450 750
450 750
450 750

# Echelle verticale en coups/s/keV/det (*=auto-scale)
0 0.002
0 0.002
0 0.002

#Nom du fichier de parametres
/home/hubert/Fits/Parfiles/fitsplotcolor.par

#Barres d'erreurs ?
NO
```

FIG. F.2: Exemple de fichier de sélection des évènements (page 2/2)

Ce fichier donne donc les principales instructions de traitement (sauf ajustement de fonctions), notamment les instructions de sélection. Les différents champs à renseigner par l'utilisateur sont :

Nom du fichier d'évènements Comme son nom l'indique, il faut spécifier à partir de quel fichier le traitement doit être effectué. Ce fichier doit se conformer à une structure spécifique, (les fichiers créés par le programme de traitement suivent évidemment cette structure).

Nom du fichier de données de pointage Pour le calcul des “bons” intervalles de temps à partir des données de pointage, il est nécessaire de disposer d’un fichier de pointage échantillonné régulièrement et avec une fréquence suffisante. Lorsqu’une sélection est effectuée sur le pointage (ou la position), le critère est appliqué au fichier de pointage, ce qui permet de déduire les temps de “bon” pointage pour cette sélection. Il reste ensuite à faire l’intersection de ces intervalles de temps avec les GTIs pré-existants dans le fichier initial (et éventuellement la sélection en temps), pour obtenir les GTIs du fichier résultat.

Durées minimales des GTIs Pour éviter un découpage trop fin des “bons” intervalles de temps, ceux-ci sont regroupés pour que :

- La durée séparant deux GTI soit supérieure à la valeur décrite par “Mauvais” (pour temps de mauvais pointage) dans le fichier de configuration (fusion de GTIs adjacents).
- La durée d’un GTI soit au moins supérieure à la valeur décrite par “Bons” (destruction de GTIs).

Expressions de sélection La base des expressions de sélection est soit une expression régulière ou bien un alias pour une formulation présente dans un “dictionnaire” d’expressions. Concernant les intervalles (les quatre premiers champs de sélection), une expression régulière consiste simplement à donner une borne minimale et maximale. Pour les autres champs de sélection, une expression régulière est une formule renvoyant une valeur booléenne (vrai/faux), compatible avec les expressions de sélection des routines de CFITSIO. Par exemple, l’alias S5 de configuration détecteur est équivalent à `MULTIP_ID.EQ.5`, ce qui correspond à la sélection des événements simples du détecteur 5 (`DET_ID` est le nom de la colonne du fichier correspondante à la séquence des détecteurs activés). La négation d’un alias s’obtient en le faisant précéder de `NO` ou `LOW`. Plusieurs expressions peuvent être fournies par ligne, séparées par les opérateurs `AND` ou `OR`. De même, plusieurs lignes de sélection peuvent être données, liées par les mêmes opérateurs. Cette combinaison d’expressions sur une ligne et entre lignes permet de créer des expressions complexes (à la manière de l’utilisation de parenthèses). Enfin, juste avant la sélection sur le pointage détecteur (c.à.d la position du spot sur la matrice germanium), la possibilité d’ajouter un décalage en X et en Y à la position théorique du détecteur a été ajoutée (nous verrons plus loin pour quelle raison).

Paramètres des histogrammes La dernière partie du fichier permet de définir les paramètres de création et d’affichage des spectres (c.à.d d’histogrammes). Ces champs permettent de définir :

1. Le nombre de spectres à créer.
 2. Les intervalles en énergie des spectres créés correspondant.
 3. La taille des canaux énergétiques (pour l’affichage et l’ajustement).
 4. Le nombre de détecteurs (ou de configurations, utile pour la normalisation des flux).
 5. Les intervalles énergétiques affichés.
 6. Les échelles verticales d’affichage.
-

7. Le nom d'un fichier regroupant d'autres paramètres graphiques (comme le terminal de sortie, le style des tracés, etc ...).
8. La création (ou non) de barres d'erreurs sur les canaux du spectre.

Ainsi, la création d'un interpréteur de commande convertissant ces ordres en langage "évolué" vers une syntaxe compréhensible par les routines de sélection et de rendu graphique permet de faciliter grandement l'analyse des données. Notamment, le système d'alias permet de ne définir qu'une fois les expressions de sélection. D'autre part, plusieurs traitements relatifs à des changements minimes de l'expression de sélection (prendre les événements du détecteur 6 au lieu du 5 par exemple) peuvent être effectués très rapidement.

F.2 Ajustement de paramètres

De même que pour l'interprétation des ordres de sélection, la définition des fonctions et paramètres à ajuster se fait par l'intermédiaire d'un fichier de définition à remplir par l'utilisateur. Ainsi, l'exemple donné page suivante définit les paramètres d'une loi de puissance et de deux gaussiennes : "intérêt" (bruit de fond ou signal) et valeurs initiales (et leur ajustement éventuel).

Pour chaque fonction, les informations nécessaires sont les suivantes :

L'intervalle de définition de la fonction Ces bornes contraignent la zone du spectre pour l'évaluation automatique des paramètres (disponible pour certains paramètres et fonctions), effectuée avant l'ajustement proprement dit. Si une des bornes (inférieure ou supérieure) est négative, la valeur correspondante du spectre entier est retenue.

Type et nom de la fonction Un nom prédéfini permet de déterminer le type de fonction à ajuster (loi de puissance , gaussienne , lorentzienne ou droite), et donc le nombre de paramètres nécessaires. Optionnellement, un nom "d'usage" peut être adjoint, uniquement utilisé pour l'identification de la fonction par l'utilisateur.

"Qualité" de la fonction La qualité d'une fonction peut être de trois types : base, bruit de fond ou signal. Les fonctions "base", supposées aussi de bruit de fond, permettent de définir une fonction s'étendant sur une grande échelle (typ. le niveau continu modélisé par une loi de puissance). Cette distinction est importante pour l'estimation automatique des paramètres. En effet, les paramètres des "bases" sont estimés en tout premier lieu en excluant les intervalles de définition des autres fonctions de leur propre intervalle de définition. Ensuite, les paramètres des fonctions "non base" sont estimés en soustrayant les valeurs des bases (estimées à partir des paramètres précédemment estimés). Ensuite, les fonctions de bruit de fond se distinguent des fonctions de signal pour la détermination des paramètres d'intérêt (voir le paragraphe sur l'algorithme d'ajustement). Lorsqu'au moins une fonction de signal est définie, deux ajustements sont effectués : le premier en ne prenant que les fonctions de bruit de fond (référence) et ensuite en incluant la fonction de signal. La différence de statistique (moindres carrés ou vraisemblance) entre les deux résultats permet de calculer la probabilité de présence du signal.

```

# Mardi 25 Fevrier 2003 (deuxieme version)
# Ce fichier contient les définition des differents parametres necessaires pour
# les fits sur les spectres
# La premiere ligne (precedee par #) donne la fonction fittee
# Puis on donne Emin Emax : bande en energie utilisee pour le calcul des par ini
# tiaux (si <0 : utilisation de la valeur min ou max du spectre)
# On precise le type de fonction : loi de puissance (PLaw), gaussienne (Gauss),
# etc
# sur la meme ligne on peut specifier un nom particulier pour la fonction
# Enfin, un flag precise s'il s'agit d'une fonction de signal (Signal), de bruit
# de fond (Bgnd) ou d'une base (donc aussi de bdf) (Base)
# Pour chaque parametre, on donne :
# valeur initiale fit(O/N)
# valeur initiale : Si le programme echoue dans l'estimation, il utilise ces val
# eurs
# fit : (O/N) ce parametre doit-il etre fitte ?

# Nombre de fonctions
3

# Loi de puissance du bruit de fond : a*(E/Eref)^(-s)
-1.0 -1.0
Plaw Continuum
Base
0.00025 O # [cts/det/s/keV] amplitude de la loi de puissance (a)
600.0 N # [keV] energie de reference (Eref)
1.3 O # [1] pente (s)

# Pic a 511 (e+-e-) c2*exp(-4*ln(2)*((E-m2)/FWHM2)^2)
480 540
Gauss Annihil
Bgnd
0.0015 O # [cts/det/s/keV] amplitude(c2)
511.00 N # [keV] centroïde (m2)
2.5 O # [keV] largeur a mi-hauteur (FWHM2)

# Pic a 694.4 (Ge) c2*exp(-4*ln(2)*((E-m2)/FWHM2)^2)
680 710
Gauss Ge694
Signal
0.0004 O # [cts/det/s/keV] amplitude(c2)
694.4 O # [keV] centroïde (m2)
2.5 O # [keV] largeur a mi-hauteur (FWHM2)

```

FIG. F.3: Exemple de fichier de définition des paramètres à ajuster

Paramètres initiaux et ajustement En fonction du type de la fonction, un certain nombre de paramètres doivent être définis (centroïde, pente, etc...). Pour chaque paramètre, on donne une valeur initiale et une lettre (O/N) indiquant si ce paramètre doit être ajusté (paramètre libre). Dans ce cas, si l'estimation automatique échoue

(typ. statistique plus mauvaise que l'initialisation) ou est indisponible, les valeurs initiales du fichier sont utilisées dans la procédure d'ajustement.

En plus des définitions de ce fichier, plusieurs modes d'ajustement sont disponibles par des options de ligne de commande. Tout d'abord, le type d'ajustement (aucun, moindres carrés ou vraisemblance) doit être spécifié. D'autre part, les valeurs des paramètres de bruit de fond peuvent être ajustées de deux façons :

Attache aux données Dans ce cas, la procédure est celle énoncée précédemment, à partir de fonction “adéquates” estimées dans le cas particulier des données sélectionnées.

Modèle de bruit de fond D'après les mesures de niveaux de bruit de fond, sa forme varie suivant les détecteurs mais pas dans le temps. Il est aussi raisonnable de faire l'hypothèse que leur intensité relative reste constante. La procédure qui en découle est alors la suivante : une fonction globale de bruit de fond est définie à partir d'un fichier de définition de fonction (qui peut être le fichier d'ajustement des fonctions) et des temps d'observation correspondant à chaque détecteur. Les paramètres libres (le cas échéant, mais l'avantage de cette méthode est de fixer le maximum de paramètres) de bruit de fond sont alors ajustés comme précédemment décrit. Ensuite, l'intensité *globale* de cette fonction est ajustée en fonction du flux total dans le spectre, calculée en dehors de l'intervalle de définition des fonctions de signal. À partir de ce moment, la fonction de bruit de fond est figée et seuls les paramètres du signal sont ajustés, la détermination des probabilités de détection s'ensuivant de la différence de statistique. Cette méthode présente l'avantage de tenir compte d'un certain a priori (raisonnable) sur le modèle de bruit de fond et ainsi d'améliorer la détectabilité du signal.

F.3 Compte rendu de traitement

Après sélection et traitement des données (ajustement de spectres), un compte-rendu est créé, reprenant les principales informations de sélection, les valeurs ajustées des spectres et les “bons” intervalles de temps d’observation. Ce fichier est généré en Postscript à partir du langage \LaTeX . Le compte-rendu correspondant aux fichiers de configuration précédents est donné en page ci-contre.

Les premières informations (partie 1) présentes dans ce compte-rendu sont générales (nom du fichier, date, temps d’exposition global, etc...). Ensuite viennent les informations relatives à l’ajustement du spectre (le cas échéant, partie 2). Dans le cas de l’exemple de la présente page, l’ajustement du spectre se base sur une statistique de log-vraisemblance (sans a priori sur le bruit de fond), avec des canaux de 0,5 keV en énergie. Pour chaque fonction, leurs nom et valeurs des paramètres sont donnés ainsi que les barres d’erreurs. Ici, les événements sélectionnés correspondent aux événements simples du détecteur avec un ajustement du spectre entre 450 et 750 keV. Le bruit de fond est modélisé par un continu (loi de puissance) plus une raie gaussienne à 511 keV (raie d’annihilation e^+e^-). Les paramètres d’intérêt concernent une raie de bruit de fond faible du germanium autour de 694,5 keV. Après quelques informations statistiques sur les “bons” intervalles de temps, le spectre ajusté (largeur des canaux : 1 keV) est représenté puis la localisation des GTIs (position temporelle en abscisse, durée en ordonnée).

Cet exemple a été choisi pour comparer les statistiques de moindres carrés et de la vraisemblance lorsque le nombre de coups dans les canaux est faible (typ. 2 ou 3 pour le niveau continu dans les canaux de 0,5 keV). Comme on pouvait s’y attendre dans ce cas, la statistique des moindres carrés est alors inadaptée. D’une part, la procédure d’ajustement du spectre ne converge pas en l’utilisant, d’autre part, elle induit une différence de χ^2 trop importante et donne donc une probabilité de détection absurde. L’utilisation du maximum de vraisemblance permet d’obtenir un algorithme convergent et une probabilité de détection “raisonnable”. Notons à ce propos que la statistique des moindres carrés semble généralement surestimer la différence de χ^2 (et donc la probabilité de détection). Enfin, il est d’usage d’exprimer la détection en nombre de σ , c.à.d en fraction de l’écart-type. Conventionnellement, la statistique utilisée est une loi normale. En ne considérant que les détections correspondant à un excès de signal (sinon il faut aussi considérer les pics négatifs...), une probabilité p de détection correspond au nombre x de σ satisfaisant à l’équation :

$$\int_{-\infty}^x e^{-\frac{u^2}{2}} du = p \quad (\text{F.1})$$

Cette valeur est donc donnée en regard des probabilités de détection. Étant donné l’algorithme de résolution utilisé, le résultat diverge lorsque p est trop proche de 1 (comme on peut le voir dans sa détermination à partir des moindres carrés).

Compte-rendu de FitsPlot ver : 1.0

H.Halloin

Thu Oct 23 20:52:51 2003

1 Informations générales

Nom du fichier :

Claire2D11FSolFloat-a-LowAllS5.fitsExtension : **EVENTShist_1keV**

Répertoire :

/home/hubert/Fits/TraittFSol/FloatNewSampling/LowAll/S5/

Date des données : 2003-10-23T18:52:51

Temps d'exposition : 18844.72 s

Expression de sélection :

MULTIP_ID.EQ.5

Nombre de détecteurs : 1

Bornes du spectre : 450 – 750 keV

Extremas du spectre : 0.000e+00 – 1.910e-03 counts/keV/s/det

Nombre de bins de l'histogramme : 301

Binning de l'histogramme : 1 keV

Limites de la bande étroite : 150 – 190 keV

Flux en bande étroite : 0.000e+00 [-1.000e+00 - 1.000e+00] counts/keV/s/det

2 Résumé des fits

Mode de fit : Maximum of likelihood

Nombre de bins du fit : 601

Binning du fit : 0.5 keV

Niveau de confiance des parametres : 68.30 %

2.1 Resultats de fit : Modèle de bruit de fond

Nombre de parametres libres : 4

Nombre de degrés de liberté : 597

Chi carré : $\chi^2 = 690.34$ Chi carré réduit: $r\chi^2 = 1.16$

Log vraisemblance (Poisson) : Pstat = 758.89

Log vraisemblance réduite (Poisson): rPstat = 1.27

2.2 Resultats de fit : Modèle de bruit de fond + signal

Nombre de parametres libres : 7

Nombre de degrés de liberté : 594

Chi carré : $\chi^2 = 646.25$ Chi carré réduit: $r\chi^2 = 1.09$

Log vraisemblance (Poisson) : Pstat = 732.06

Log vraisemblance réduite (Poisson): rPstat = 1.23

2.3 Résultats de détection

Différence de χ^2 : 44.09Probabilité de détection d'après χ^2 : 100.000000 % \Rightarrow 5606187776641943470080.00 σ

Différence de Log vraisemblance : 26.83

Probabilité de détection d'après maximum de vraisemblance : 99.999359 % \Rightarrow 4.37 σ

2.4 Fonctions de bruit de fond

Nombre de fonctions de bruit de fond : 2

2.4.1 Continuum (Power Law 1) : $PowLaw_1(x) = a_1 * (x/X_{ref1})^{-s_1}$

Style de fonction : Base

Nombre de parametres : 3 dont libres : 2

Prise en compte de la fonction : Oui

Intervalle de recherche a priori : 450.00 – 750.00 keV

Parametres fonction 1 : bruit de fond uniquement

$a_1 = 1.898\text{e-}04 \pm 7.78\text{e-}06$ counts/keV/s/det

$X_{ref1} = 6.000\text{e+}02$ keV (fixe)

$s_1 = 1.975\text{e+}00 \pm 3.04\text{e-}01$

Integrale dans l'intervalle [450 : 750] keV :

$\int a_1 * (x/X_{ref1})^{-s_1} dx = 6.065\text{e-}02 \pm 2.54\text{e-}03$ counts/s/det (Par unité de temps)

$\int a_1 * (x/X_{ref1})^{-s_1} dx = 1.143\text{e+}03 \pm 4.78\text{e+}01$ counts/det (Sur le temps d'exposition)

Parametres fonction 1 : bruit de fond + signal

$a_1 = 1.836\text{e-}04 \pm 7.85\text{e-}06$ counts/keV/s/det

$X_{ref1} = 6.000\text{e+}02$ keV (fixe)

$s_1 = 2.062\text{e+}00 \pm 3.11\text{e-}01$

Integrale dans l'intervalle [450 : 750] keV :

$\int a_1 * (x/X_{ref1})^{-s_1} dx = 5.894\text{e-}02 \pm 3.31\text{e-}03$ counts/s/det (Par unité de temps)

$\int a_1 * (x/X_{ref1})^{-s_1} dx = 1.111\text{e+}03 \pm 6.24\text{e+}01$ counts/det (Sur le temps d'exposition)

2.4.2 Annihil (Gaussian 2) : $Gauss_2(x) = c_2 * e^{-1/2*((x-\mu_2)/\sigma_2)^2}$

Style de fonction : Bgnd

Nombre de parametres : 3 dont libres : 2

Prise en compte de la fonction : Oui

Intervalle de recherche a priori : 480.00 – 540.00 keV

Parametres fonction 2 : bruit de fond uniquement

$c_2 = 1.587\text{e-}03 \pm 2.14\text{e-}04$ counts/keV/s/det

$\mu_2 = 5.110\text{e+}02$ keV (fixe)

$\sigma_2 = 1.496\text{e+}00 \pm 1.62\text{e-}01$ keV \Rightarrow FWHM₂ = 3.52e+00 \pm 3.82e-01 keV

Integrale dans l'intervalle [450 : 750] keV :

$\int c_2 * e^{-1/2*((x-\mu_2)/\sigma_2)^2} dx = 5.950\text{e-}03 \pm 1.03\text{e-}03$ counts/s/det (Par unité de temps)

$\int c_2 * e^{-1/2*((x-\mu_2)/\sigma_2)^2} dx = 1.121\text{e+}02 \pm 1.94\text{e+}01$ counts/det (Sur le temps d'exposition)

Parametres fonction 2 : bruit de fond + signal

$c_2 = 1.588\text{e-}03 \pm 2.12\text{e-}04$ counts/keV/s/det

$\mu_2 = 5.110\text{e+}02$ keV (fixe)

$\sigma_2 = 1.509\text{e+}00 \pm 1.62\text{e-}01$ keV \Rightarrow FWHM₂ = 3.55e+00 \pm 3.82e-01 keV

Integrale dans l'intervalle [450 : 750] keV :

$\int c_2 * e^{-1/2*((x-\mu_2)/\sigma_2)^2} dx = 6.007\text{e-}03 \pm 1.03\text{e-}03$ counts/s/det (Par unité de temps)

$\int c_2 * e^{-1/2*((x-\mu_2)/\sigma_2)^2} dx = 1.132\text{e+}02 \pm 1.94\text{e+}01$ counts/det (Sur le temps d'exposition)

2.5 Fonctions de signal

Nombre de fonctions de bruit de fond : 1

2.5.1 Ge694 (Gaussian 3) : $Gauss_3(x) = c_3 * e^{-1/2*((x-\mu_3)/\sigma_3)^2}$

Style de fonction : Signal

Nombre de parametres : 3 dont libres : 3

Prise en compte de la fonction : Oui

Intervalle de recherche a priori : 680.00 – 710.00 keV

Parametres fonction 3 : bruit de fond + signal

$c_3 = 3.061\text{e-}04 \pm 1.02\text{e-}04$ counts/keV/s/det

$\mu_3 = 6.936\text{e+}02 \pm 1.12\text{e+}00$ keV

$\sigma_3 = 1.816\text{e+}00 \pm 6.06\text{e-}01$ keV \Rightarrow FWHM₃ = 4.28e+00 \pm 1.43e+00 keV

Integrale dans l'intervalle [450 : 750] keV :

$\int c_3 * e^{-1/2*((x-\mu_3)/\sigma_3)^2} dx = 1.394\text{e-}03 \pm 6.58\text{e-}04$ counts/s/det (Par unité de temps)

$$\int c_3 * e^{-1/2*((x-\mu_3)/\sigma_3)^2} dx = 2.627e+01 \pm 1.24e+01 \text{ counts/det (Sur le temps d'exposition)}$$

3 Good Time Intervals : GTI

Extension : **GTI**

Date des GTIs : 2003-10-23T18:52:51

Temps d'exposition : 18844.72 s

Expression de sélection :

Debut de l'acquisition : 32664.97 s

Fin de l'acquisition : 51666.58 s

Nombre d'intervalles : 21

Intervalle minimum : 14.16 s

Intervalle maximum : 3590.29 s

Intervalle moyen : 897.37 s

Ecart-type : 1006.44 s

1^{er} quartile : 163.88 s

Médiane : 527.72 s

3^{eme} quartile : 1421.87 s

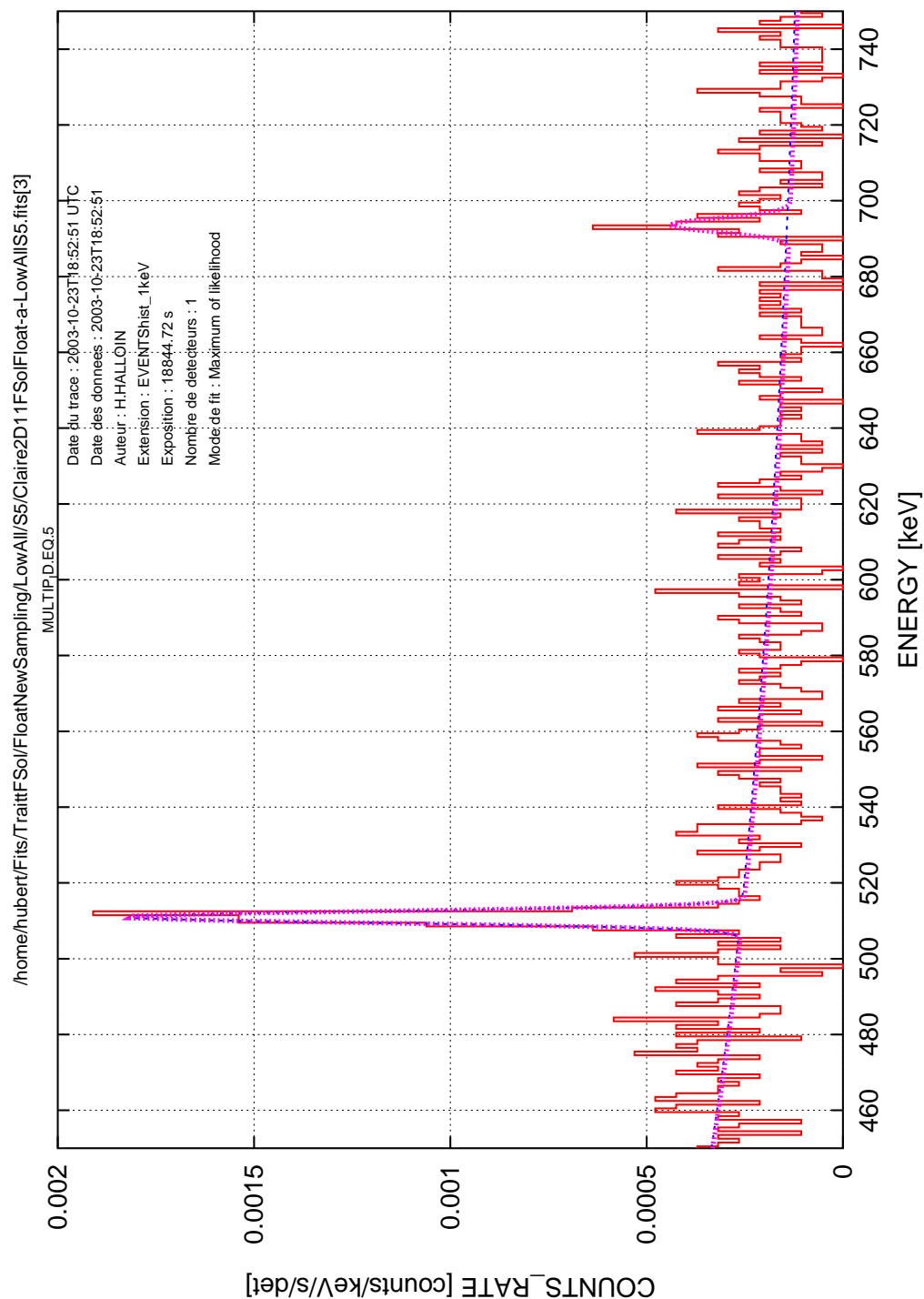


Figure 1: Graphique issu de Claire2D11FSolFloat-a-LowAllS5.fits[3][EVENTShist_1keV]

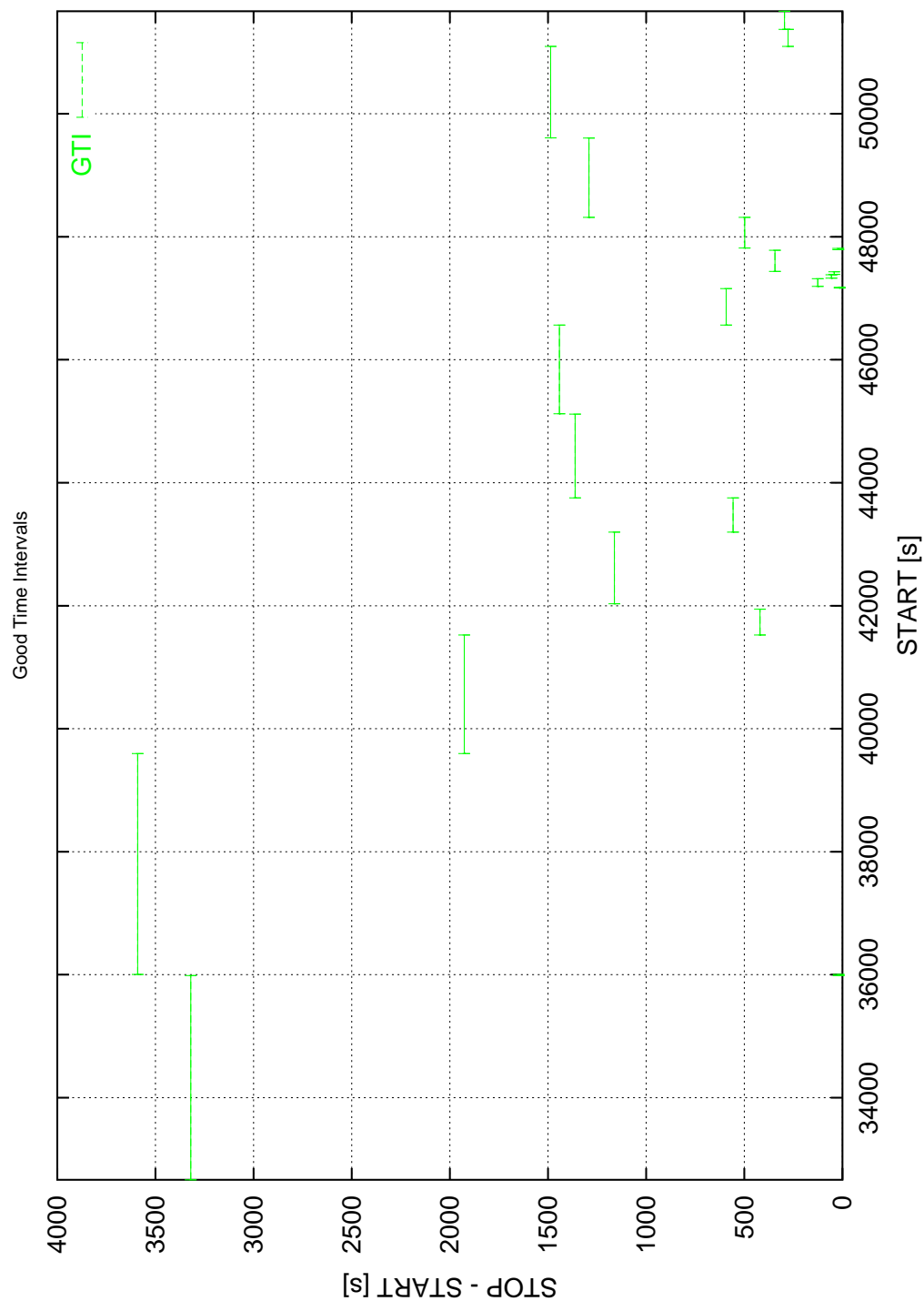


Figure 2: Graphique issu de Claire2D11FSolFloat-a-LowAllS5.fits[3][GTIs]

AUTHOR : Hubert HALLOIN

TITLE : CLAIRE : First lights of a gamma-ray lens

Abstract :

Beyond X-rays, γ -ray astrophysics provides a unique probe to study the most energetic phenomena in the Universe. Due to the difficulty of detecting cosmic γ -rays, current technologies seem to have reached their limits. To overcome this issue, γ -rays focusing appears now to be a promising way. The CLAIRE project is dedicated to demonstrating the interest of a γ -ray lens for nuclear astrophysics, as well as measuring the performance of such an instrument and compare them to the theoretical predictions. According to the laws of γ -rays diffraction in crystal, the first lens for nuclear astrophysics had been developed at the CERN. The lens consists of about 560 germanium crystals, mounted on 8 concentric rings, diffracting an energy bandwidth of about 3 keV centered at 170 keV. The tuning of this lens in the laboratory required the development of specific systems and procedures. Besides, the data collected during this tuning allowed the determination of crystal characteristics, which were used for numerical simulations of the γ -ray lens. Then, the gamma ray lens principle had also been tested by ground based measurements and by an observation of the Crab Nebula during a stratospheric flight. Ground based measurements, in the laboratory and with a source at a long distance, allowed the determination of the diffraction efficiency as well as the angular response. These results, in agreement with the numerical expectations, demonstrate the validity of the γ -ray lens principles. The analysis of the data obtained during the balloon flight led to a 3σ detection of the diffracted signal. The results of the various experiments, on the ground and during the stratospheric flight, led to a diffraction efficiency of $9^{+1}\%$ at 170 keV. In good agreement with the predictions, these results validate the concept of a γ -ray lens for nuclear astrophysics and are the first steps to the development of a space instrument.

Keywords :

Nuclear astrophysics, Instrumentation, Gamma-rays, Stratospheric flight, Data analysis

AUTEUR : Hubert HALLOIN
TITRE : CLAIRE : Premières lumières d'une lentille gamma
DIRECTEUR DE THÈSE : Peter von Ballmoos
DATE DE SOUTENANCE : 28 décembre 2003
LIEU DE SOUTENANCE : Université TOULOUSE III - Paul Sabatier

Résumé :

Les difficultés inhérentes à la détection des photons γ cosmiques limitent les performances des techniques actuelles. La focalisation des rayonnements γ offre aujourd'hui une voie d'avenir prometteuse. Basée sur la diffraction de Bragg dans les cristaux, une lentille γ , constituée de 8 anneaux concentriques de cristaux de germanium a donc été développée au CESR, le but du projet CLAIRE étant de démontrer les concepts à la base de cet instrument. Le réglage de la lentille en laboratoire a nécessité la mise en place de procédures et systèmes spécifiques, les mesures récoltées permettant alors le développement de simulations numériques réalistes. La validité du principe de lentille gamma a été testée par des mesures au sol ainsi que par une observation effectuée sur la nébuleuse du Crabe sous ballon stratosphérique. Conformément aux prédictions, les résultats obtenus valident le concept de lentille γ pour l'astrophysique et ouvrent la voie au développement d'un instrument spatial.

Mots-clés :

Astrophysique nucléaire, Instrumentation, Rayonnement gamma, Vol stratosphérique, Traitement de données

Discipline : Instrumentation Astrophysique

Laboratoire d'accueil :

Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements
9, avenue du Colonel Roche - BP 4346 - 31028 Toulouse Cedex 4